Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen

Verkürzte Fassung der

Inauguraldissertation

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

vorgelegt der

Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

Walter Schüepp
aus Eschlikon (Kanton Thurgau)

Wien
Springer-Verlag
1949

Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen

Verkürzte Fassung der

Inauguraldissertation

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

vorgelegt der

Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

Walter Schüepp
aus Eschlikon (Kanton Thurgau)

Wien
Springer-Verlag
1949

Genehmigt von der Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der

Herren P. D. Dr. **W. Mörikofer** und Prof. Dr. **J. Lugeon**

Basel, den 17. März 1947

Prof. Dr. **L. Vonderschmitt**
Dekan

Herrn **Walter Schüepp** wurde von der Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel am 20. Jan. 1948 erlaubt, diese verkürzte Fassung seiner Inauguraldissertation drucken zu lassen. Die vollinhaltliche Arbeit mit dem Titel:

Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen

kann eingesehen oder entliehen werden:

1. im Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos,
2. in der Universitätsbibliothek Basel,
3. in der Schweizerischen Landesbibliothek in Bern.

Separatdruck aus

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie B, Allgemeine und biologische Klimatologie

Band I, Heft 3—4, S. 257—346, Jahrgang 1949

Curriculum vitae.

Personalien: Schüepp Walter, geboren 2. März 1919 in Allschwil (Baselland) von Eschlikon (Kanton Thurgau, Schweiz). Sohn des Dr. phil. Otto Schüepp, Lehrer am Missionsseminar in Basel, a. o. Professor der Botanik an der Universität Basel, und der Ida, geb. Sutter.

Bildungsgang:

Maturität am Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Gymnasium in Basel, März 1938.

Studium der Naturwissenschaften an der Universität Basel ab Herbst 1938.

Fächer:	Experimentalphysik	Teilexamen 30. Oktober 1942.
	Mathematik	Teilexamen 5. März 1942.
	Geographie	Teilexamen 8. Juli 1942.
	Theoretische Physik	6 Vorlesungen.
	Meteorologie	6 Vorlesungen (teils in Zürich).
	Astronomie	2 Vorlesungen.
	Chemie	1 Vorlesung.

Militärmeteorologische Ausbildung:

Dritter Wetterkurs der Armee Moosegg, 21. 4. bis 17. 5. 1941 (Oberst E. Bandi).

Wetterdienstkurse als Hilfsinstruktor, 14. 7. bis 16. 8. 1941.

Fortbildungskurs an der AWEWA, 22. 9. bis 11. 10. 1941.

Aktivdienst als Armeemeteorologe:

Stab Fl. u. Flab.-Trp.	302 Tage (Hptm. Weber).
A. Fl. Pl. Dübendorf	55 Tage (Hptm. Sauge).

Praktische Ausbildung:

Beobachtungen in Reinach V Bld. 1934 bis 1942 (Dr. M. Bider).

Assistenz am Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos von August 1942 bis Oktober 1945 (Dr. W. Mörikofer).

Assistenz an „Statens meteorologiska och hydrologiska Institutet" in Stockholm, 1. 8. bis 30. 11. 1946 (Dr. A. Ångström).

Ausarbeitung der Dissertation 1943 bis 1946 am Observatorium Davos (Dr. W. Mörikofer), mit einigen Ergänzungen vom Herbst 1946 in Stockholm.

Seite page	Inhaltsverzeichnis.	Content.
257.	Zusammenfassungen.	Summaries.
261.	Verzeichnis der Abkürzungen.	Abbreviations.
262.	Problemstellung.	Introduction.
	I. Kapitel.	
264.	Die physikalischen Grundlagen zur Berechnung der spektralen Energieverteilung der terrestrischen Sonnenstrahlung.	The physical basis for the calculation of the spectral energy distribution of the solar radiation reaching the surface of the earth.
264.	a) Die extraterrestrische Sonnenstrahlung.	The extraterrestrial solar intensity.
266.	b) Die Extinktion in der reinen Atmosphäre.	The extinction by a clear atmosphere.
266.	c) Die Extinktion durch das Aerosol.	The extinction by the aerosol.
272.	d) Die selektive Absorption in der Atmosphäre.	The selective absorption in the atmosphere.
275.	e) Die Bestimmung der durchstrahlten Luftmasse.	The determination of the air-mass.
	II. Kapitel.	
276.	Die Aktinometermessungen.	The measurements with the actinometer.
276.	a) Das Aktinometer.	The actinometer.
277.	b) Die Empfindlichkeitsfunktion des Aktinometers.	The sensibility of the actinometer.
278.	c) Die Empfindlichkeitsfunktion der Filter.	The transmissibility of the filters.
280.	d) Die Bestimmung der Filterkonstanten F_g und F_τ.	The constants F_g and F_τ of the transmissibility of the filters.
283.	e) Die Bestimmung der Korrektionsfaktoren c_b, c_Δ, c_τ.	The correction-factors c_b, c_Δ, c_τ.
290.	f) Die Fehler der einzelnen Aktinometermessung.	The errors of the single actinometric measurements.
	III. Kapitel.	
292.	Die graphische Bestimmung der Trübungsgrößen α, B und w aus den Aktinometermessungen.	The computation of the turbidity parameters α, B and w from actinometric measurements by means of graphic determinations.

293. a) Die Berechnung von Einzelwerten J_b, J_Δ, J_τ als Funktion von m, α, B, $w + CO_2$, O_2 und O_3. — The calculation of single values of J_b, J_Δ, J_τ in function of m, α, B, $w + CO_2$, O_2, and O_3.

295. b) Die graphische Bestimmung von α und $m_h B$ aus J_{b2} und $J_{\Delta 2}$ auf Grund der Berechnungen nach a. — The graphical determination of α and $m_h B$ from J_{b2} and $J_{\Delta 2}$ by means of calculations according to a.

306. c) Die Bestimmung von $m_h w$ aus $J_{\tau 2}$, α und $m_h B$ auf Grund der Berechnungen nach a. — The determination of $m_h w$ from $J_{\tau 2}$, α and $m_h B$ by means of calculations according to a.

308. d) Die graphische Bestimmung der Korrektionen zu den Werten log J_{b2}, log $J_{\Delta 2}$, log $J_{\tau 3}$. — The graphical determination of the corrections concerning log J_{b2}, log $J_{\Delta 2}$, log $J_{\tau 3}$.

312. e) Einfluß der Meßfehler auf die Bestimmung der Trübungsgrößen. — The influence of errors with the measurements on the accuracy of the turbidity parameters.

312. f) Der Arbeitsplan zur Bestimmung der Trübungsgrößen α, B und w aus den Aktinometermessungen. — Working plan for the determination of the turbidity parameters α, B and w from actinometric measurements.

IV. Kapitel.

313. Die Auswertung der verschiedenen Trübungsgrößen. — Evaluation of the various turbidity measures.

313. a) Die Trübungsfaktoren nach Linke. — The turbidity factors of Linke.

316. b) Der Trübungskoeffizient β nach Ångström und der Wasserdampfgehalt w der Atmosphäre. — The turbidity coefficient β of Ångström and the precipitable water content w of the atmosphere.

317. c) Die Trübungsgrößen α, B u. w. — The turbidity parameters α, B, and w.

320. d) Die praktische Anwendung der Trübungsgrößen: — The practical applications of the turbidity parameters:

320. 1. Die Himmelsstrahlung in Sonnennähe. — The sky radiation near the sun.

321. 2. Vergleich des Trübungskoeffizienten B' mit den Trübungskoeffizienten β bzw. β^+ und dem Trübungsfaktor T_k für die Kurzstrahlung. — Comparison of the turbidity coefficients B' with β resp. β^+ and the turbidity factor T_k for short wave radiation.

324. 3. Vergleich des Trübungskoeffizienten B bzw. B' mit den Sichtbeobachtungen. — Comparison of the turbidity factors B resp. B' with the visibility.

324. 4. Vergleich des Wasserdampfgehaltes w mit den Bestimmungen w_H bzw. w_H^+ nach Hoelper und mit w_A berechnet aus Flugzeugaufstiegen. — Comparison of water vapour content w and the determinations of w_H, and w_H^+ according to Hoelper and with airplane observations w_A.

Seite/page

325.	5. Vergleich des Wasserdampfgehaltes w der Atmosphäre mit den Messungen des Dampfdruckes an Stationen in verschiedener Meereshöhe.	Comparison of the water vapour content w of the atmosphere and measurements of water vapour at stations in different altitudes.
326.	6. Der Zusammenhang von Trübungskoeffizient B, Sicht V, Wasserdampfgehalt w und w_D mit den dynamischen Vorgängen in der Atmosphäre.	Turbidity B, visibility V, precipitable water w and w_D and their correlations with the dynamic processes in the atmosphere.
330.	7. Die Bedeutung der Trübungsgrößen α, B und w in der Klimatologie.	Signification of the turbidity parameters α, B, and w in climatology.
341.	8. Die Bestimmung der Größenordnung und der Anzahl der trübenden Partikel.	Determination of size and quantity of the particles of the aerosol.
343.	9. Die Bestimmung der Solarkonstanten.	Determination of the solar constant.
344.	Literaturverzeichnis.	References.
nach 346.	Auswertediagramme 12a, 13, 13a.	Diagrams 12a, 13, 13a.

Nicht im Handel

Sonderabdruck aus

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie, Band I, 3.—4. Heft, 1949

Herausgegeben von

Doz. Dr. W. Mörikofer, Davos, und Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien

Springer-Verlag in Wien

551.521.3 : 551.593.54

(Aus dem Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos, Direktor Dr. W. Mörikofer.)

Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen.

Von

W. Schüepp.

Mit 26 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Für die Schwächung der Sonnenstrahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre sind im Bereiche $\lambda > 0{,}3\,\mu$ zur Hauptsache drei Vorgänge verantwortlich: die Zerstreuung der Strahlung an den Luftmolekeln, die Zerstreuung an den suspendierten Teilchen, dem Aerosol, und die selektive Absorption durch verschiedene Gase, in erster Linie Wasserdampf. Die Zerstreuung an den Luftmolekeln ist als Rayleigh-Extinktion gut bekannt und in ihrer Gesetzmäßigkeit gesichert. Für die Extinktion durch das Aerosol hat A. Ångström 1929 einen der Rayleigh-Extinktion analogen Ansatz mit zwei Parametern eingeführt, doch war die Bestimmung dieser Parameter aus den Strahlungsmessungen bisher nur unter vereinfachten Annahmen und angenähert möglich.

In der vorliegenden Arbeit wird nun gezeigt, wie man aus Aktinometermessungen der Totalstrahlung der Sonne sowie der durch die Schottschen Glasfilter OG 1 und RG 2 hindurchdringenden Strahlung unter Verwendung von geeigneten, instrumentell bedingten Korrekturen die Strahlungsintensität in den Bereichen:

Blau und Violett J_b ungefähr $0{,}31\,\mu < \lambda < 0{,}525\,\mu$,
Grün und Gelb J_A ungefähr $0{,}525\,\mu < \lambda < 0{,}625\,\mu$
Rot und Ultrarot J_r ungefähr $0{,}625\,\mu < \lambda < 2{,}5\,\mu$

bestimmen kann. Aus diesen drei Intensitätswerten lassen sich die beiden Konstanten eines empirisch gefundenen und gegenüber der Ångströmschen Formel nur wenig veränderten Ansatzes für die Extinktion durch das Aerosol sowie Angaben über den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre gewinnen. Der eine dieser Parameter B gibt ein genaues Maß für die sichtbare Trübung der Atmosphäre und die Extinktion durch das Aerosol und läßt sich für Vergleichungen der Reinheit der Atmosphäre an verschiedenen Orten verwenden. Der zweite Parameter α stellt ein Maß für die Wellenlängenabhängigkeit der Trübung dar und bietet ein rohes Maß für die mittlere Teilchengröße des

Aerosols und die Zerstreuungsfunktion der gestreuten Strahlung. Die Bestimmungen des Gehaltes der Atmosphäre an ausscheidbarem Wasserdampf w bilden eine wertvolle Ergänzung zur Feuchtigkeitsmessung in Bodennähe und zur Niederschlagsmessung, wobei sie eine Erfassung der Feuchtigkeitsverhältnisse in den höheren Luftschichten gestatten.

Mit diesen drei Parametern läßt sich, zusammen mit der Sonnenhöhe h und dem Druck an der Station b_H, im Rahmen der Meßgenauigkeit die spektrale Verteilung der Sonnenintensität im Bereiche $0{,}35\,\mu < \lambda < 2{,}00\,\mu$ bestimmen.

Aus dem Vergleich der Sicht- und Feuchtigkeitsverhältnisse in Bodennähe mit dem Trübungskoeffizienten B und dem Wasserdampfgehalt w der Atmosphäre lassen sich Schlüsse auf die Trübungsverhältnisse in höheren Atmosphärenschichten ziehen. Es wird an einigen Beispielen gezeigt, wie sich auf diese Weise neue Kenntnisse über die Luftzirkulation im Gebirge gewinnen lassen. Im Zusammenhang damit können diese Messungen auch für die Wettervorhersage nützlich sein. Es erschließen sich auch neue Möglichkeiten zur Erforschung des Kondensationsvorganges in der Atmosphäre und zur Neubestimmung der extraterrestrischen Werte der Sonnenstrahlung in verschiedenen Wellenlängenbereichen.

Summary. The earth's atmosphere reduces the solar radiation chiefly by the following three different effects: 1st the molecular scattering of the radiation, 2nd the scattering by the particles suspended in the atmosphere, the aerosol, and 3d the selective absorption by different gases.

The molecular scattering is well known as RAYLEIGH-extinction and can be calculated out of the atmospheric pressure and the height of the sun by aid of the formula (12). The scattering of the aerosol is fairly well described by ÅNGSTRÖM's formula (13) using two parameters α and β. The selective absorption of the atmosphere is above all caused by the water-vapour and studied by F. E. FOWLE and concerns the infrared radiation only; the absorption of the other gases like ozone, carbonic acid and oxygen can be considered with suitable corrections.

We demonstrate here, how it will be possible to determine the two parameters α and B out of a formula (17) very similar to ÅNGSTRÖM's formula and the atmospheric content of water-vapour (precipitable water) w with the measurement of the solar radiation in three different wave-ranges with special regard to the wave-ranges:

total radiation	$0{,}3\,\mu < \lambda < 5{,}0\,\mu$,
radiation through filter Schott RG 2	$0{,}3\,\mu < \lambda < 0{,}625\,\mu$,
radiation through filter Schott OG 1	$0{,}3\,\mu < \lambda < 0{,}525\,\mu$

which generally are used in measurements by MICHELSON's actinometer. Because of the largeness of the wave-ranges used and the high accuracy needed, to separate the different effects reducing the intensity of the radiation, we studied first the instrumental constants and other corrections with particular thoroughness in the first and the second part of this paper. We need three corrections because of insufficient knowledge of the extraterrestric intensity of the solar radiation in the three wave-ranges used (see I, a). On the other hand we need the knowledge of the following 7 instrumental constants: The sensibility of the instrument in the three wave-ranges used (see II, b, 1), the change of this sensibility with the temperature of the instrument and the intensity of the radiation (see II, b, 2, 3), and the loss of the radiation in the transparent wave-range region of the filters used (see II, d, e).

The lack of knowledge of some of these instrumental constants was the chief cause of the great errors in former work. Other errors were caused by neglecting some corrections concerning the absorption by ozone, carbonic acid and oxygen (see I, d) and in using too great simplifications in the calculation of the solar intensity at given dates concerning α, B, w, height of the sun and atmospheric pressure.

We get first the real values of the intensity of the solar radiation reaching the ground from the following three wave-ranges:

ultraviolet up to bluegreen	J_b	about $0{,}31\ \mu < \lambda < 0{,}525\ \mu$,
green and yellow	J_A	about $0{,}525\ \mu < \lambda < 0{,}625\ \mu$,
red and infrared	J_r	about $0{,}625\ \mu < \lambda < 2{,}5\ \mu$.

Then we can determine the two parameters of an empiric formula (17) α and B characterising the aerosol and the precipitable water w. The first parameter B measures the visible turbidity and is suited for describing the clearness of the atmosphere at different places. The second parameter α represents the change of the extinction with different wave-lengths and is correlated to the size of the particles of the aerosol and the changes of the intensity of the sky light with the direction of the scattered radiation (e. g. the relation between the intensity of the sky-light near the sun and the zenital light). The knowledge of the content of water-vapour in the atmosphere w is an important complement to the measurements of humidity near the ground and supplies the possibility to determine the humidity of higher air-layers.

In some climates will be found characteristic values of these parameters for different air-masses, since in other climates this dependance on air-masses is not so strong.

The changes of the values of α, B and w during the day are of great interest for studies concerning the evaporation of great plains, the dissolution of the turbidity by heating of the atmosphere during the day and other changes in the atmospheric conditions. In connection with the simultaneous observations of the humidity and the visibility at the station, we have a new possibility to study the daily exchange of the airmasses between the continent and the sea (see IV, d, 5, 6).

On the other hand the knowledge of α, B and w with regard to some constant corrections is sufficient to determine the intensity of the solar radiation of every wave-range within $0{,}35\ \mu < \lambda < 2{,}0\ \mu$ for every value of air pressure and height of the sun, so far as we know the extraterrestric values of the intensity of the wave-range considered. This possibility is above all of biological interest.

At last we find here a new possibility to determine the extraterrestric value of the solar radiation in some wave-ranges given by the filters used (see IV, d, 9) and to determine the total absorption of the solar radiation by the water-vapour (see III, e).

The determination of the parameters α, B and w is described in a general way, so that we can use each type of an actinometer and each type of filters with well known transparency. The dates to calculate the diagrams (see fig. 12—14) by use of other filters than RG 2 and OG 1 are given in table 27—31 and for the corrections because of the absorption of the ozone (see fig. 16—18) are given in table 11. By aid of some suitable type of filters the values of α and w can be determined much better as with the filters OG 1 and RG 2, while B alredy is known with sufficient accuracy.

The studies to determine the radiation of a clear sky from α, B and w with sufficient accuracy are not yet done.

Special regard is given to the determination of the sensibility of the instrument (c_b, c_Δ, c_γ) independant from the accuracy of the standard instrument used for calibration of the actinometer.

The results are submitted to some critical controls (see IV, d, 2, 3, 4, 5) for shoing the accuracy reached with the new method. The examples for practical use (see IV, d, 1, 6, 7, 8, 9) show in which way further work may be done.

Résumé. L'affaiblissement, dans le domaine $\lambda > 0{,}3\,\mu$, du rayonnement solaire traversant l'atmosphère tient essentiellement à trois phénomènes: la diffusion par les molécules gazeuses, la diffusion par les particules en suspension (aérosol), et l'absorption sélective par différents gaz, la vapeur d'eau en premier lieu. La diffusion par les molécules gazeuses est connue sous le nom d'extinction de Rayleigh et ses lois sont bien établies. En ce qui concerne la diffusion par l'aérosol, A. Ångström a introduit en 1929 une formule analogue à celle de Rayleigh, à deux paramètres; mais le calcul de ceux-ci à partir des mesures de rayonnement n'était possible jusqu'ici qu'en admettant certaines simplifications et avec une précision insuffisante.

On montre dans cette étude comment on peut déterminer l'intensité du rayonnement dans les régions spectrales

bleu et violet	J_b environ $0{,}31\,\mu < \lambda < 0{,}525\,\mu$,
vert et jaune	J_Δ environ $0{,}525\,\mu < \lambda < 0{,}625\,\mu$
rouge et infra-rouge	J_γ environ $0{,}625\,\mu < \lambda < 2{,}5\,\mu$

à l'aide des mesures actinométriques du rayonnement solaire total et aussi par le rayonnement ayant traversé les filtres de Schott OG 1 et RG 2, après certaines corrections convenables dues aux instruments. Grâce à ces trois valeurs de l'intensité lumineuse, on peut calculer les deux constantes d'une relation empirique de l'extinction par l'aérosol ne différant que peu de celle de Ångström; on en tire aussi des indications sur la teneur de l'atmosphère en vapeur d'eau. Le paramètre B fournit une valeur exacte du trouble atmosphérique visible et de l'extinction dans l'aérosol, et peut être employé pour comparer la pureté de l'air en des endroits différents. Le paramètre α exprime dans quelle mesure le trouble atmosphérique dépend de la longueur d'onde et donne un ordre de grandeur des particules de l'aérosol ainsi que de la fonction de diffusion. La possibilité de mesurer la teneur de l'atmosphère en vapeur d'eau w est un intéressant complément de la mesure de l'humidité au niveau du sol et des précipitations, car elle permet une estimation des conditions d'humidité des hautes couches.

Avec ces trois paramètres, et connaissant la hauteur du soleil h et la pression au sol b_H, on peut établir la répartition spectrale de l'intensité du rayonnement solaire dans le domaine $0{,}35\,\mu < \lambda < 2{,}00\,\mu$, dans les limites de la précision des mesures.

En comparant les conditions de visibilité et d'humidité au sol avec le coefficient de trouble B et la teneur en vapeur d'eau w, il est possible de tirer certaines conclusions concernant le trouble atmosphérique des hautes couches. On montre par quelques exemples comment on peut de cette manière attaquer des problèmes de circulation de l'air dans les montagnes; le procédé est également utile pour la prévision du temps. D'autres possibilités s'ouvrent quant à l'étude du processus de condensation dans l'atmosphère et quant à la détermination de l'intensité du rayonnement solaire extra-terrestre dans différents domaines de longueur d'onde.

Verzeichnis der Abkürzungen.

$J_0(\lambda)\cdot d\lambda$ Intensität der Sonnenstrahlung außerhalb der Erdatmosphäre im Wellenlängenbereiche λ bis $\lambda + d\lambda$, reduziert auf den mittleren Abstand Sonne—Erde.

$J(\lambda)\cdot d\lambda$ Intensität der Sonnenstrahlung am Erdboden im Wellenlängenbereiche λ bis $\lambda + d\lambda$.

J_i Meßwerte bei verschiedenen Empfindlichkeitsfunktionen des Instruments (Filter).

J_T Totalstrahlung in cal/cm²min.

J_G Vom Gelbfilter hindurchgelassene Strahlung.

J_R Vom Rotfilter hindurchgelassene Strahlung.

J_b Strahlungsintensität in Violett und Blau (Total—Gelbfilter).

J_Δ Strahlungsintensität in Grün und Gelb (Filterdifferenz).

J_r Strahlungsintensität in Rot und Ultrarot (Rotstrahlung).

J_{bkl} $= \int_0^{0,525} J(\lambda)\cdot d\lambda.$

$J_{\Delta kl}$ $= \int_{0,525}^{0,625} J(\lambda)\cdot d\lambda.$

J_{rkl} $= \int_{0,625}^{\infty} J(\lambda)\cdot d\lambda.$

J_{b2} Gemessene, auf mittlere Sonnenentfernung korrigierte, von der Ozonabsorption befreite und auf $w = 1$ cm reduzierte Strahlungsintensität im Bereiche J_b.

$J_{\Delta 2}$ Gemessene, auf mittlere Sonnenentfernung korrigierte, und auf ozonfreie Atmosphäre reduzierte Strahlungsintensität im Bereich J_Δ.

J_{r3} Gemessene, auf mittlere Sonnenentfernung korrigierte sowie von den Einflüssen der Sauerstoff- und Ozonabsorption und der RAYLEIGH-Extinktion befreite Strahlungsintensität im Bereich J_r.

J^+_{r3} Der Wert, den J_{r3} mit gleichem $m_h B$ und α annehmen würde, wenn $m_h w = 2$ cm wäre.

$\Delta \log J_r$ Logarithmus der Absorption durch Wasserdampf im Bereich J_r.

Q $= \dfrac{J^+_{r3}}{J_r \textit{ extraterrestrisch}}$.

F_g Filterkonstante des Gelbfilters OG 1.

F_r Filterkonstante des Rotfilters RG 2.

c_b Korrektionsfaktor zu J_b.

c_Δ Korrektionsfaktor zu J_Δ.

c_r Korrektionsfaktor zu J_r.

$e_i(\lambda)$ Empfindlichkeitsfunktionen des Instruments (mit Filtern).

$k(\lambda)$ Extinktionskoeffizient der Erdatmosphäre bei der Wellenlänge λ.

k_c Extinktionskoeffizient der RAYLEIGH-Atmosphäre berechnet nach CABANNES.

k_2 Extinktionskoeffizient des Aerosols.

k_3 Absorptionskoeffizient der atmosphärischen Gase.

S Reduktionsfaktor der Strahlungsintensität auf mittleren Abstand Sonne—Erde.

b_H Luftdruck in der Meereshöhe H.

m Absolute Luftmasse (im Zenith bei 760 mm Hg: $m = 1$).

m_h Relative Luftmasse (im Zenith $m = 1$).

2γ Öffnungswinkel des Aktinometers.

$H(\lambda)\cdot d\lambda$ Mitgemessene Himmelsstrahlung aus der Sonnenumgebung.
ϱ Radius der Teilchen des Aerosols.
Bezeichnungen für den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre gemessen in Zentimeter niederschlagbaren Wassers (prec. water):
W Wahrer Wert.
w Berechnet aus Strahlungsmessungen.
w_D Berechnet aus dem Dampfdruck am Erdboden.
w_{DSJ} Berechnet aus dem Dampfdruck von Stationen in verschiedener Meereshöhe (Davos, Säntis, Jungfraujoch).
w_A Berechnet aus Flugzeug- oder Radiosondenaufstiegen.

Einleitung.

Problemstellung.

Auf Grund der Messungen der Intensität der direkten Sonnenstrahlung mittels Aktinometern können zwei verschiedenartige Gruppen von Problemen behandelt werden: einmal die Festlegung der klimatologischen Gesetzmäßigkeiten im Verhalten der Strahlungsintensität, ihres mittleren Verlaufes und ihrer Schwankungen im Tages- und Jahresgang und in verschiedenen Klimaten und sodann die Untersuchung der Eigenschaften und Schwankungen der Strahlungsdurchlässigkeit der Atmosphäre und ihrer Abhängigkeit von klimatischen und Witterungseinflüssen. In diesem Sinne können aus Aktinometermessungen in drei verschiedenen Spektralbereichen weitgehende Schlüsse auf den Trübungszustand der Atmosphäre und seiner verschiedenen Komponenten gezogen werden. Mit Trübung bezeichnen wir dabei den Strahlungsverlust (Extinktion), soweit er durch in der Luft suspendierte Partikel (Aerosol) und durch den Wasserdampf der Atmosphäre hervorgerufen ist.

Schon 1929 hat A. Ångström [*1*] gezeigt, daß die atmosphärische Trübung durch drei Parameter α, β und w charakterisiert werden kann. Bis jetzt war es aber noch nicht möglich, alle diese Parameter einwandfrei aus den Aktinometermessungen zu bestimmen. Es erweist sich deshalb als notwendig, die bisherigen Kenntnisse über die Methodik der Strahlungsmessungen und über die Extinktion der Atmosphäre zu überprüfen. Auf Grund dieser Verbesserungen wird es möglich sein, die Ångströmschen Parameter mit größerer Genauigkeit zu berechnen. Das Ergebnis dieser Berechnung ist an vielen Beispielen zu prüfen, und es ist zu zeigen, in welchem Maße diese Parameter der meteorologischen Forschung und Auswertung dienstbar gemacht werden können.

Es sei $J_0(\lambda)\cdot d\lambda$ die Intensität der Sonnenstrahlung außerhalb der Erdatmosphäre im Wellenlängenbereiche λ bis $\lambda + d\lambda$, reduziert auf den mittleren Abstand Sonne—Erde. Infolge der atmosphärischen Extinktion erreicht nur der Bruchteil

$$p(\lambda) = 10^{-k(\lambda)}$$

von $J_0(\lambda)\cdot d\lambda$ die Erdoberfläche. Ist $J(\lambda)\cdot d\lambda$ die Intensität der Sonnenstrahlung am Erdboden, so wird

$$S\cdot J(\lambda)\cdot d\lambda = p(\lambda)\cdot J_0(\lambda)\cdot d\lambda = J_0(\lambda)\cdot 10^{-k(\lambda)}\cdot d\lambda. \qquad (1)$$

$p(\lambda)$ ist der Transmissionskoeffizient und $k(\lambda)$ der dekadische Extinktionskoeffizient, beide bezogen auf den gesamten Weg der Strahlung durch die Atmosphäre; der Faktor S endlich reduziert $J(\lambda)$ auf die mittlere Sonnenentfernung.

Zur Abschwächung, welche die Strahlung in der Erdatmosphäre erfährt, tragen folgende Umstände bei:

1. Die Extinktion der reinen Atmosphäre (Rayleigh-Extinktion).
2. Die Extinktion der in der Luft suspendierten festen oder flüssigen Teilchen, des Aerosols.
3. Die selektive Absorption der atmosphärischen Gase.

Dementsprechend zerlegen wir den Extinktionskoeffizienten $k(\lambda)$ in drei Summanden:

$$k(\lambda) = k_1 + k_2 + k_3. \tag{2}$$

1. Alle Gasmoleküle schwächen die auf sie treffende, direkte Sonnenstrahlung durch diffuse Reflexion (Zerstreuung). Die Zahl der Moleküle auf dem Weg der Strahlung von der Grenze der Atmosphäre bis zur Erdoberfläche ist proportional dem Luftdruck b_H und der relativen Luftmasse m_h; diese ist eine Funktion der Sonnenhöhe h, im Zenith ist $m_h = 1$. Es ist nun der Einfluß der Diffusion auf die Extinktion zu untersuchen.

2. Die Gesamtheit der in der Luft suspendierten festen oder flüssigen Partikel, das Aerosol, schwächt die Sonnenstrahlung ebenfalls durch diffuse Reflexion und vermutlich auch durch kontinuierliche Absorption. Die Extinktion durch das Aerosol variiert in sehr weiten Grenzen und ist in hohem Maß für die Durchlässigkeit der Atmosphäre maßgebend. Im nachfolgenden wird die Extinktion des Aerosols durch eine Funktion mit zwei Parametern (α, β) angenähert dargestellt.

3. Der Betrag der selektiven Absorption ist eine Funktion des Gehaltes der Atmosphäre an Wasserdampf w, an Sauerstoff O_2, an Ozon O_3 und an Kohlensäure CO_2; außerdem ist er abhängig von der Luftmasse m_h, dem Druck b_H und der Temperatur T. Wir schreiben deshalb:

$$k_3 = k(\lambda;\ w,\ O_2,\ O_3,\ CO_2;\ m_h,\ T,\ b_H).$$

Von den drei Schwächungsanteilen ist nur k_1 theoretisch genau bekannt. In den Größen k_2 und k_3 sind α, β und w zunächst unbekannt; sie sind mit dem Zustand der Atmosphäre stark veränderlich.

Die zur Messung der direkten Sonnenstrahlung benützten Instrumente, wie z. B. die Aktinometer, erfassen auch einen Teil der Himmelsstrahlung in der unmittelbaren Umgebung der Sonne. Bezeichnet $H(\lambda) \cdot d\lambda$ diesen Beitrag, so empfängt das Instrument die Intensität:

$$\int_0^\infty [J(\lambda) + H(\lambda)] \cdot d\lambda.$$

Ist $e_i(\lambda)$ die Empfindlichkeitsfunktion des Instrumentes, so ist das Ergebnis J_i einer Messung gleich:

$$J_i = \int_0^\infty [J(\lambda) + H(\lambda)] \cdot e_i(\lambda) \cdot d\lambda. \tag{3}$$

Die Empfindlichkeitsfunktion $e_i(\lambda)$ ist abhängig von der Art der Filter, die zur Abgrenzung der verschiedenen Wellenlängenbereiche benützt werden.

Die mitgemessene Himmelsstrahlung $H(\lambda) \cdot d\lambda$ ist klein gegenüber $J(\lambda) \cdot d\lambda$; infolgedessen können wir $H(\lambda)$ als kleine Korrektionsgröße ausdrücken und rechnerisch in k einbeziehen, das dadurch in $k'(\lambda)$ verändert wird; wobei, wie später gezeigt wird, diese Änderung nur den Summanden k_2 betrifft, der durch k_2' ersetzt wird:

$$S \cdot J_i = \int_0^\infty J_0(\lambda) \cdot 10^{-k'(\lambda)} \cdot e_i(\lambda) \cdot d\lambda. \tag{4}$$

Hierin ist:

$$k'(\lambda) = k_1 + k_2' + k_3. \tag{5}$$

Die gemessenen Strahlungsintensitäten sind eine Funktion der folgenden Parameter:

$$J_i = J_i(\alpha, \beta, w; \lambda, m_h, b_H, T, O_2, O_3, CO_2),$$

nämlich:

Wellenlängenexponent	α der Extinktion,
Trübungskoeffizient	β der Atmosphäre,
Wasserdampfgehalt	w der Atmosphäre,
Wellenlänge	λ der Strahlung,
relative Luftmasse	m_h des Strahlungsweges,
Luftdruck	b_H am Standort,
Temperatur	T der extingierenden Medien,
Sauerstoffgehalt	O_2,
Ozongehalt	O_3 und
Kohlensäuregehalt	CO_2 der Atmosphäre.

Es besteht nun die Aufgabe, aus drei Werten J_i $(i = 1, 2, 3)$ die sich auf verschiedene Wellenlängenbereiche beziehen, die den Trübungszustand charakterisierenden Größen α, β und w zu berechnen. Zu diesem Zweck zeigen wir zuerst, wie die Messungen vom Einfluß der übrigen Parameter, von welchen J_i abhängig ist, befreit werden und wie die verschiedenen Instrumentkonstanten, die wir kennen müssen, bestimmt werden können.

I. Die physikalischen Grundlagen zur Berechnung der spektralen Energieverteilung der terrestrischen Sonnenstrahlung.

a) Die extraterrestrische Sonnenstrahlung.

Die Solarkonstante $\int_0^\infty J_0(\lambda) \cdot d\lambda$ ist definiert als die Intensität der Sonnenstrahlung am äußeren Rande der Erdatmosphäre bezogen auf mittleren Abstand der Erde von der Sonne. Der numerische Wert ist

1913 von der Smithsonian Institution, dem amerikanischen Spezialinstitut für die Erforschung der Solarkonstanten, zu

$$1{,}94 \text{ cal/cm}^2\text{min} \qquad (6)$$

festgelegt worden [*2*]. Auf Grund weiterer Bestimmungen (C. G. Abbot und L. B. Aldrich [*3*, *4*, *5*], P. Moon [*6*], K. Feussner [*7*] muß für den benützten Mittelwert (6) mit einer Unsicherheit von mindestens 2% gerechnet werden.

Die Absolutwerte der Strahlungsintensität werden meistens aus Messungen mit dem Silverdisk- (J_S) oder dem Ångström-Pyrheliometer (J_A) gewonnen. Dabei werden die rohen Meßergebnisse durch Multiplikation mit der jedem Silverdisk- bzw. Ångström-Pyrheliometer beigegebenen Instrumentkonstanten auf das Silverdisk- bzw. Ångström-Standardinstrument zurückgeführt. Wie Tabelle 1 zeigt, weisen die beiden Instrumenttypen systematische Unterschiede auf.

Tabelle 1. *Vergleichungen von Ångström- und Silverdisk-Pyrheliometern.*

Jahr	Instrument		Ort des Vergleichs	Beobachter	$R = J_S/J_A^\circ$
	Silverdisk	Ångström			
1912	APO 8/9	A 158	Uppsala	Ångström [*9*]	1,033
1913	Standard	?	USA.	Abbot [*10*]	1,039
1913	S. I. 10	A 79	Potsdam	Marten [*11*]	1,035
	S. I. 1	A 104	Washington	Kimball [*12*]	1,047
	S. I. 2	A 79	Pawlowsk	Sawinow [*12*]	1,037
1923	S. I. 37	A 178a	Warschau	Stenz [*12*]	**1,025**
1923	?	?	Uppsala	Ångström [*13*]	1,035
1931	S. I. 12	A 74/140	Potsdam	Marten [*14*]	1,040
1932	S. I. 50	A 128	Davos	Mörikofer [*15*]	1,046
1936	S. I. 50	A 172 m. Tubus	Davos	Mörikofer [*8*]	**1,053**
	S. I. 50	A 210 Tub. 11 cm	Davos	Mörikofer [*8*]	1,043
	S. I. 50	A 210 Tub. 18 cm	Davos	Mörikofer [*8*]	1,048

Die Reduktionsfaktoren $R = J_S/J_A^\circ$ schwanken somit zwischen 1,025 und 1,053. Werden die mit dem Ångström-Pyrheliometer ausgeführten Messungen gemäß dem Beschluß der Internationalen Strahlungskommission 1923 [*13*] mit 1,035 multipliziert, so müssen wir immer noch mit einem Fehler von 2% des verwendeten Reduktionsfaktors rechnen.

In der vorliegenden Arbeit nehmen wir keine Rücksicht auf mögliche Schwankungen der Solarkonstanten, da die von der Smithsonian Institution [*3*, *21*] veröffentlichten Dekadenmittel der Solarkonstanten in den Jahren 1926 bis 1939 nur eine mittlere Abweichung von $\pm 0{,}2\%$ gegenüber dem Mittelwert aufweisen (vgl. auch Abbot [*16*], M. Waldmeier [*17*], F. Linke [*18*]).

Die numerischen Werte von $J_0(\lambda) \cdot \Delta\lambda$, die wir unseren Berechnungen zugrunde legen, entnehmen wir dem Meteorologischen Taschenbuch von F. Linke [*19*]. Demgegenüber weichen andere Bestimmungen (vgl. G. F. W. Mulders [*20*], P. Moon [*6*], C. G. Abbot [*10, 21, 22*]) im Mittel über größere Bereiche:

$$\begin{array}{lll} \text{im Intervall } 0{,}29\,\mu < \lambda < 0{,}52\,\mu & \text{bis zu} & \pm 4{,}0\% \\ 0{,}52\,\mu < \lambda < 0{,}62\,\mu & & \pm 3{,}5\% \\ 0{,}62\,\mu < \lambda < 3{,}00\,\mu & & \pm 2{,}5\% \end{array} \tag{7}$$

von den durch Linke mitgeteilten Werten ab.

b) Die Extinktion in der reinen Atmosphäre.

Nach Lord Rayleigh [*23*] beträgt der dekadische Extinktionskoeffizient k_R einer Atmosphäre bei der Luftmasse $m = 1$, wenn keine selektive Absorption und keine Extinktion durch das Aerosol stattfindet ($k_2 = k_3 = 0$),

$$k_R = 4{,}3 \cdot 10^4 \cdot (n - 1)^2 \cdot \lambda^{-4}, \tag{8}$$

wo λ in μ ausgedrückt ist. Wird das von λ abhängige Brechungsverhältnis n der Luft gegen das Vakuum durch den numerischen Wert bei $\lambda = 1{,}0\,\mu$, $n_0 = 1{,}000289$ ausgedrückt, so gilt nach F. Linke [*18*] (S. 252) mit guter Annäherung:

$$k_R = 3{,}60 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-4{,}05}. \tag{9}$$

Trägt man der Abweichung der Luftmoleküle von der Kugelgestalt (wie sie die Theorie von Lord Rayleigh [*23*] und G. Mie [*24*] voraussetzten) Rechnung, so beträgt der Extinktionskoeffizient k_C nach J. Cabannes [*25*] und F. W. P. Götz [*26*]:

$$k_C = k_R \cdot 1{,}074 = 0{,}00386 \cdot \lambda^{-4{,}05}. \tag{10}$$

Ist der Öffnungswinkel 2γ des Aktinometers $2\gamma \leqq 20°$, so beträgt die mitgemessene Himmelsstrahlung H_R der reinen Atmosphäre weniger als 0,5% der gemessenen Strahlungsintensität und kann für die nachfolgende Untersuchung vernachlässigt werden.

$$H_R < 0{,}0045 \cdot J. \tag{11}$$

Die Extinktion k_1 der reinen Atmosphäre ergibt sich somit als das Produkt aus der durchstrahlten Luftmasse m und dem nach J. Cabannes berechneten Extinktionskoeffizienten k_C:

$$k_1 = m \cdot k_C = m \cdot 0{,}00386 \cdot \lambda^{-4{,}05}. \tag{12}$$

c) Die Extinktion durch das Aerosol.

Zur Darstellung der Extinktion k_2 des Aerosols als eines Teiles der allgemeinen Extinktion $k(\lambda)$ nach (2) gehen wir vom Ångströmschen [*1*] Ansatz aus:

$$k_2 = M \cdot m_h \cdot \beta \cdot \lambda^{-\alpha}. \tag{13}$$

Hierin ist M der Modul der Briggsschen Logarithmen $M = 0{,}4343$, m_h die relative Luftmasse, β der Ångströmsche Trübungskoeffizient und α der

Exponent der Wellenlängenabhängigkeit der Trübung. Ist ϱ der Radius und n der Brechungsexponent des Teilchens, so läßt sich auf Grund der Mieschen [*24*] Theorie der Exponent α nach Stratton und Houghton [*27*] und F. W. P. Götz [*28*] als Funktion von n und ϱ/λ darstellen. In der Tabelle 2 sind die wichtigsten Ergebnisse dieser Berechnung für $\lambda = 1{,}0\,\mu$ angewandt auf undurchsichtige (Staub-)Teilchen ($n = \infty$) und Wassertröpfchen (Dunstteilchen) ($n = 4/3$) zusammengestellt, wo mit a der Extinktionskoeffizient eines einzelnen Teilchens bezeichnet ist.

Tabelle 2. *Exponent α und Extinktionskoeffizient a/ϱ^2 eines Teilchens nach* G. Mie *bei $\lambda = 1{,}0\,\mu$.*

ϱ in μ	$n = \infty$		$n = 4/3$	
	α	$10^4 \cdot a/\varrho^2$	α	$10^4 \cdot a/\varrho^2$
0,03	4,0	0,07	4,0	0,01
0,17	1,6	6,74	3,3	0,36
0,50	0,0	6,82	2,0	6,30
1,00	0,0	6,58	0,0	12,30
1,67	0,0	6,48	—3,1	6,20
1,90	0,0	6,45	4,5	6,32
2,33	0,0	6,41	0,0	8,46
7,20	0,0	6,33	0,0	6,48

Nach der Theorie von G. Mie ist im Bereich $0{,}03 < \varrho/\lambda < 1{,}00$ der Exponent α eine Funktion der Wellenlänge λ und des Teilchenradius ϱ. Berechnet man aber die Extinktionsverhältnisse eines Gemisches von Teilchen verschiedener Größe, so ändert sich α nur wenig mit der Wellenlänge und der Ångströmsche Ansatz (13) wird auch für größere Wellenlängenbereiche (Aktinometerfilter) sinnvoll.

Aus den Laboratoriumsuntersuchungen von E. Lundholm [*29*], H. von dem Borne [*30*], F. Linke und H. von dem Borne [*31*] folgt, daß der Ansatz (13) im Bereiche $0{,}5\,\mu < \lambda < 2{,}5\,\mu$ bei Rauch und Metalloxydstaub ($0{,}02\,\mu < \varrho < 2{,}0\,\mu$) gut erfüllt ist. Nur bei $\lambda < 0{,}4\,\mu$ zeigten einzelne Meßreihen derselben Autoren wesentliche Abweichungen vom Ångströmschen Ansatz (13), und bei Wellenlängen $\lambda < 0{,}3\,\mu$ versagt er völlig. In Tabelle 3 ist der Exponent α als Funktion des Teilchenradius ϱ dargestellt.

Tabelle 3. *Exponent α der Extinktion nach Laboratoriumsbestimmungen.*

ϱ in μ	α nach E. Lundholm [*29*]	α nach H. von dem Borne [*30, 31*]
0,02	—	3,8
0,10	—	2,6 Zigarettenrauch
0,25	—	1,9 NH_4Cl
0,30	3,6 bis 3,8 Zinkoxyd	1,6 Weihrauch, Pfeifenrauch
0,60	1,0 „ 1,6 Magnesia	1,3 Ruß
1,20	0,7 „ 3,5 Antimonoxyd	—
2,00	—	(0,2) Sporen

Ob der Ansatz (13) auch auf Messungen in der Atmosphäre angewendet werden darf, prüfen wir an Hand der Werte $k(\lambda)$, die mit dem Spektrobolographen, der die Intensität $J(\lambda)$ der Sonnenstrahlung als Funktion der Wellenlänge λ registriert, gewonnen werden. Aus den Veröffentlichungen der Smithsonian Institution [*21*, *32*] wählen wir die Transmissionskoeffizienten ($q = 10^{-k(\lambda)}$ bei $m_h = 1$) von 93 Tagen mit möglichst verschiedenartigen Trübungsverhältnissen aus (vgl. Tabelle 4) und fassen diese je nach den Werten, die k_2 bei $\lambda = 0{,}5\,\mu$ annimmt, in fünf Gruppen zusammen. Wir beschränken uns dabei auf die Wellenlängenbereiche:

$$\lambda = 0{,}45\,\mu,\ 0{,}50\,\mu,\ 0{,}80\,\mu,\ 1{,}00\,\mu \text{ und } 1{,}60\,\mu,$$

in welchen offensichtlich die selektive Absorption vernachlässigt werden kann ($k_3 < 0{,}002$) und berechnen k_1 nach der Gl. (12).

Tabelle 4. *Beobachtungsstationen.*

Station	Abkürzung	Höhe in m/M	Land	Meßtage
Hump Mountain ...	(HM)	1500	Carolina (USA.)	8
Mt. Brukkaros	(B)	1586	SW-Afrika	52
Harqua Hala	(HH)	1721	Arizona (USA.)	8
Mount Wilson	(Mt. W)	1737	Kalifornien (USA.)	24
Table Mountain ...	(TM)	2286	Kalifornien (USA.)	1

Wir führen durch die Gleichung:

$$B = M \cdot \beta \cdot 2^{\alpha} \tag{14}$$

den dekadischen Trübungskoeffizienten B bezogen auf die Wellenlänge $\lambda = 0{,}5\,\mu$ ein ($M = 0{,}4343$); dieser Trübungskoeffizient vermag die Stärke der sichtbaren Trübung unabhängig von α wiederzugeben und ist aus den Aktinometermessungen direkt erfaßbar. Setzen wir B in die Gl. (13) ein und logarithmieren diese, so erhalten wir:

$$\log k_2 = \log (m_h \cdot B) - \alpha \cdot \log 2\,\lambda, \tag{15}$$

also die Gleichung einer Geraden mit der Steigung $-\alpha$.

Die mittleren Fehler der Einzelwerte von k_2 schätzen wir zu:

$$\left.\begin{aligned} &\pm 0{,}003 \quad \text{für } k_2 < 0{,}030 \\ \text{und zu } &\pm 0{,}1 \cdot k_2 \text{ für } k_2 > 0{,}030. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Berechnen wir durch Ausgleichung die der Gl. (15) entsprechenden Geraden der fünf Gruppenmittel, so erweisen sich die Fehler a posteriori als wesentlich größer, als man auf Grund der Fehlerschätzung (16) a priori erwarten müßte.

Die beobachteten Extinktionsverhältnisse lassen sich auch für die einzelnen Meßtage durch den folgenden Ansatz, der nur zwei unabhängige (aus der Beobachtung zu bestimmende) Parameter enthält, gut darstellen:

$$\left.\begin{aligned} &\text{a) im Bereich } 0{,}3\,\mu < \lambda < \lambda' \quad k_2 = m_h \cdot B \cdot (2\,\lambda)^{-\alpha}, \\ &\text{b) im Bereich } \lambda > \lambda' \quad k_2 = m_h \cdot B \cdot (2\,\lambda')^{-\alpha} = \text{const.}, \\ &\text{wo} \qquad\qquad\quad \lambda' = (0{,}5 + 18 \cdot B)\,\mu \text{ ist.} \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Dieser Ansatz wird im Koordinatensystem mit $\log k_2$ als Ordinate und $\log \lambda$ als Abszisse durch zwei geradlinige Kurvenstücke mit einer Knickstelle bei $\lambda = \lambda'$ wiedergegeben und gleicht im wesentlichen dem Ångströmschen Ansatz (13).

Durch Ausgleichung erhalten wir für die fünf Gruppenmittel die in Tabelle 5 zusammengestellten Parameter α und B des Ansatzes (17) mit ihren mittleren Fehlern und den Fehlern a posteriori; die zweitletzte Kolonne enthält die nach (21) berechneten Fehler a priori und die letzte Kolonne zum Vergleich die dem Ansatz (15) entsprechenden Fehler a posteriori.

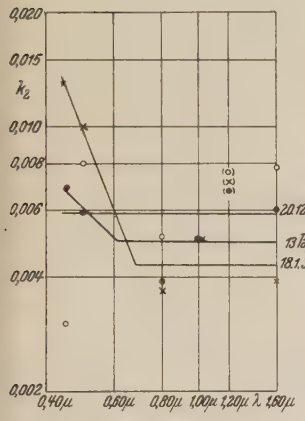


Abb. 1. $0 < B < 0{,}010$.

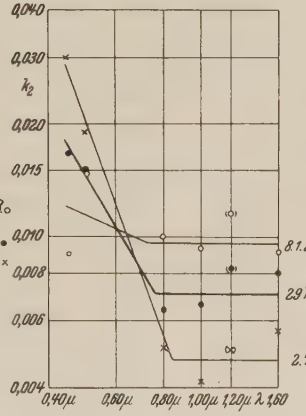


Abb. 2. $0{,}010 < B < 0{,}020$.

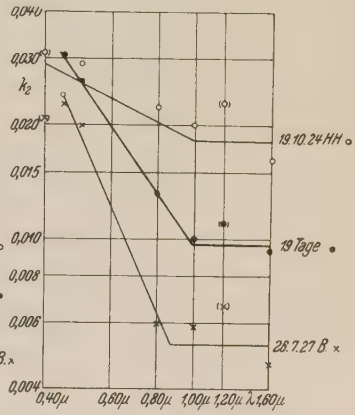


Abb. 3. $0{,}020 < B < 0{,}040$.

Abb. 1 bis 3. Legende siehe S. 270 unten.

Tabelle 5. *Die Parameter α und B des Ansatzes* (17) *und die mittleren Fehler.*

Gruppe	λ' in μ	α	$10^3 \cdot B$	Mittlere Fehler des Gewichtes 1		
				a priori	Ansatz (17) a posteriori	Ansatz (15) a posteriori
1	0,61	$1{,}00 \pm 0{,}62$	$6{,}0 \pm 0{,}6$	0,075	0,077	0,104
2	0,76	$1{,}70 \pm 0{,}20$	$14{,}4 \pm 1{,}1$	0,033	0,049	0,162
3	0,99	$1{,}45 \pm 0{,}04$	$26{,}0 \pm 0{,}4$	0,024	0,011	0,096
4	1,40	$1{,}30 \pm 0{,}06$	$49{,}5 \pm 1{,}6$	0,017	0,024	0,046
5	2,84	$0{,}88 \pm 0{,}06$	$120{,}5 \pm 4{,}0$	0,014	0,025	0,021

Wie der Vergleich mit den Fehlern a priori zeigt, genügt der Ansatz (17) den Beobachtungen im Rahmen der Meßgenauigkeit (vgl. Abb. 1 bis 5).

In Abb. 6 sind drei Fälle aus dem Beobachtungsmaterial der Smithsonian Institution aufgezeichnet, bei welchem wir nach Tabelle 2 darauf schließen können, daß Staubteilchen der Größenordnung $\varrho = 0{,}15\,\mu$ oder Dunstteilchen der Größenordnung $\varrho = 0{,}5\,\mu$ den Hauptteil an der Extinktion gebildet haben, nimmt doch für Dunstteilchen mit $\varrho = 0{,}6\,\mu$

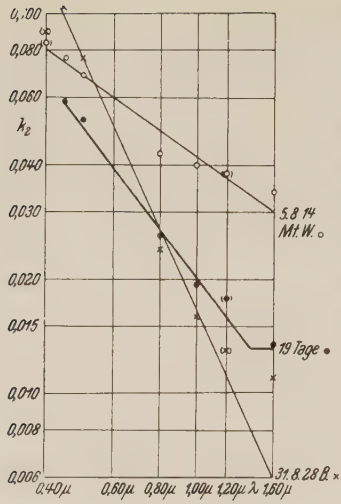


Abb. 4. $0{,}040 < B < 0{,}080$.

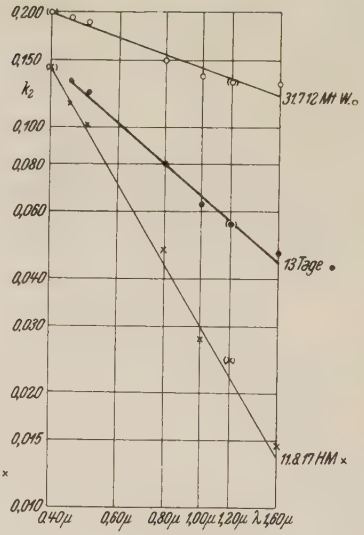


Abb. 5. $0{,}080 < B$.

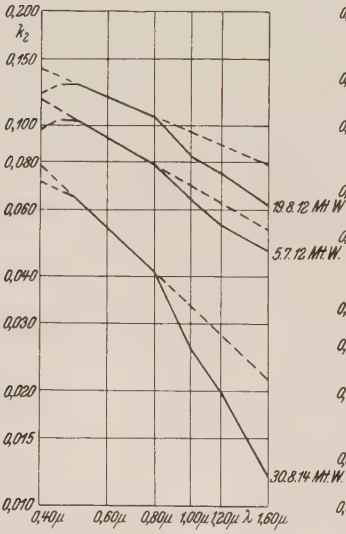


Abb. 6. Vulkanasche.

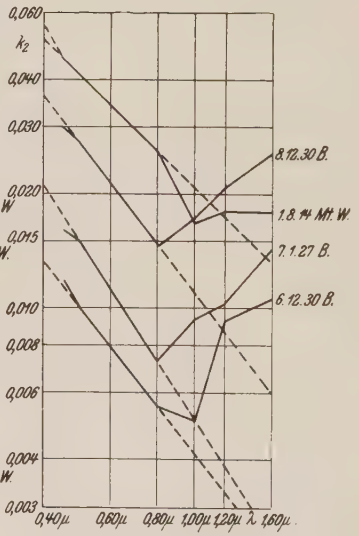


Abb. 7. Feuchter Dunst.

Zu Abb. 1 bis 7.

k_2 dekadischer Extinktionskoeffizient des Aerosols; λ Wellenlänge; B Wert von k_2 bei $\lambda = 0{,}5\,\mu$; φ Neigungswinkel der Geraden; α Exponent zu λ im Ansatz (17) $\alpha = -\operatorname{tg}\varphi$; Knickstelle bei $\lambda' = (0{,}50 + 18\,B)\,\mu$.

• — Mittelwerte ○ × — } Einzelwerte

der Exponent α nach STRATTON und HOUGHTON [27] gemäß Tabelle 6 mit wachsender Wellenlänge zu. Die Trübung war in diesen Fällen zur Hauptsache durch Vulkanasche erzeugt.

Tabelle 6. *Exponent α als Funktion der Wellenlänge für Dunst mit $\varrho = 0{,}6\,\mu$.*

λ =	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2	1,5	2,0	3,0 μ
α =	0,2	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,2	2,6	3,1

Dagegen sind in Abb. 7 vier Fälle dargestellt, bei welchen wir nach Tabelle 2 schließen, daß Dunstteilchen der Größenordnung $1{,}5\,\mu < \varrho < 2{,}5\,\mu$ einen wesentlichen Anteil am Aerosol bildeten. Ist nämlich ϱ/λ von der Größenordnung 1,85, so nimmt gemäß Tabelle 2 die Extinktion sowohl mit wachsender als auch mit abnehmender Wellenlänge zu.

Wie Tabelle 7 zeigt, ergibt sich, wenn wir von der fünften Gruppe (bei der die meisten Fälle sich auf die Trübung durch Vulkanasche beziehen) absehen, keine eindeutige Beziehung zwischen α und B.

Tabelle 7. *Grenzwerte und Mittelwerte des Exponenten α in den verschiedenen Gruppen.*

Gruppe	1	2	3	4	5
$\alpha_{max.}$	2,7	2,8	2,4	2,2	1,7
α_{mittel}	1,0	1,7	1,5	1,3	0,9
$\alpha_{min.}$	0,0	0,4	0,5	0,7	0,4

Der Parameter B schwankt bei dem untersuchten Beobachtungsmaterial zwischen den Grenzen:

$$0{,}002 < B < 0{,}200, \tag{18}$$

und der von B unabhängige Parameter α zwischen den Grenzen:

$$0{,}0 < \alpha < 3{,}0. \tag{19}$$

Bestimmen wir die Parameter des Ansatzes (17) aus Messungen im Bereich $0{,}3\,\mu < \lambda < 0{,}8\,\mu$ und berechnen daraus die Strahlung J_{ur} (für eine trockene Atmosphäre),

$$J_{ur} = \int_{0{,}8\,\mu}^{\infty} J(\lambda) \cdot d\lambda, \tag{20}$$

so ergeben sich aus dem untersuchten Beobachtungsmaterial für die verschiedenen Gruppen die in Tabelle 8 angegebenen mittleren Fehler v in Prozent von J_{ur} gegenüber den gemessenen Werten; da die zu erwartenden mittleren Fehler w in Prozent von J_{ur} [auf Grund der in (16) angegebenen Fehler a priori] gleich groß sind wie die Fehler v, so ergibt sich, daß J_{ur} und entsprechend auch J_r

$$J_r \cong \int_{0{,}63}^{\infty} J(\lambda) \cdot d\lambda \tag{21}$$

mit Hilfe des Ansatzes (17) aus Messungen im Bereiche $0{,}3\,\mu < \lambda < 0{,}63\,\mu$ auf mindestens $\pm\,1\%$ genau bestimmt werden kann.

Tabelle 8. *Mittlere Fehler der nach Ansatz* (17) *berechneten Werte* J_{ur}.

Gruppe	n	v in % von J_{ur}	w in % von J_{ur}
1 und 2	42	$\pm$ 0,4	$\pm$ 0,6
3	19	$\pm$ 0,6	$\pm$ 0,6
4 und 5	32	$\pm$ 1,1	$\pm$ 1,1

Berücksichtigen wir den durch das Aerosol erzeugten Anteil H_a der Himmelsstrahlung in der Sonnenumgebung, der durch den Öffnungswinkel 2γ in das Instrument eindringt, so folgt aus der Mieschen Theorie nach den Berechnungen durch H. Blumer [*33*], daß ein großer Anteil der durch das Aerosol gestreuten Strahlung mitgemessen wird. Deshalb wird bei Partikeln mit $\varrho > 1\,\mu$, wenn der Öffnungswinkel des Instrumentes $2\gamma > 5°$ ist, der größte Teil der gestreuten Strahlung mitgemessen; deshalb stören Cirren die Aktinometermessungen kaum. Nach F. Linke [*18*] (S. 54) erreicht H_a bei starker Trübung in den gebräuchlichen Aktinometern Werte bis zu 10% von J. Da bei Messungen mit Instrumenten vom Öffnungswinkel $2\gamma > 5°$ gewisse Anteile des Aerosols kaum erfaßt werden und allgemein bei $2\gamma > 0°$ ein Teil der durch das Aerosol gestreuten Strahlung mitgemessen wird, können wir an Stelle der Parameter α und B der Extinktion durch das Aerosol nur die davon etwas abweichenden Parameter α' und B' entsprechend den Gl. (5) und (15) aus unseren Messungen erhalten, wobei $B > B'$ ist.

d) Die selektive Absorption in der Atmosphäre.

Die Moleküle O_2, O_3, CO_2 und H_2O zeigen im Bereiche $0{,}29\,\mu < \lambda < 5{,}0\,\mu$ Gebiete selektiver Absorption. Bei den übrigen in der Atmosphäre enthaltenen Gasen kennen wir in diesem Wellenlängenbereiche keine Absorptionsbanden. Den geringen Beitrag der Sonnenstrahlung im Bereiche $\lambda > 5{,}0\,\mu$ an die Gesamtstrahlung fassen wir mit der Abschätzung der Strahlung im Bereiche $3{,}0\,\mu < \lambda < 5{,}0\,\mu$ zusammen.

Die Sauerstoffmoleküle O_2 besitzen im betrachteten Bereich nur die zwei schmalen Absorptionsbanden A bei $0{,}76\,\mu$ und B bei $0{,}69\,\mu$. Nach Linke [*18*] und C. G. Abbot [*10*] (S. 42) und aus vier Bologrammen bei S. P. Langley [*34*] ergibt sich für die A-Bande ein von der durchstrahlten Luftmasse nahezu unabhängiger Verlust durch Absorption von 8,9% der Strahlung im Bereiche $0{,}76\,\mu < \lambda < 0{,}80\,\mu$. Die sehr kleine Absorption der B-Bande vernachlässigen wir.

Die Ozonmoleküle O_3 besitzen zwei breite Absorptionsbanden, nämlich die Hartley-Huggins-Bande im Bereiche $0{,}20\,\mu < \lambda < 0{,}36\,\mu$ und die Chappuis-Bande im Bereiche $0{,}45\,\mu < \lambda < 0{,}76\,\mu$ sowie einzelne Banden im Bereiche $3{,}0\,\mu < \lambda < 5{,}0\,\mu$. Wir berechnen aus den Absorptionskoeffizienten nach Ny Tsi-Ze [*35*] für 0° C und 30 mm Hg unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Absorption nach E. Vassy [*36*] und der mittleren Temperatur der Ozonschicht von zirka — 35° C nach G. Déjardin [*37*] die Absorptionskoeffizienten im Bereich der Hartley-Huggins-Bande; entsprechend erhalten wir aus den Absorp-

tionskoeffizienten nach A. Tournaire-Vassy [*38*] bei 18° C und 30 mm Hg und der Temperaturabhängigkeit der Absorption nach E. Vassy [*36*] und F. W. P. Götz [*39*] die Absorptionskoeffizienten im Bereich der Chappuis-Bande. In der Chappuis-Bande sind nach F. W. P. Götz [*40*] sowohl das Bouguer-Lambertsche Gesetz:

$$J_d = J_0 \cdot e^{-a \cdot d}, \tag{22}$$

wo a der Absorptionskoeffizient für Schichtdicke 1,
d die Schichtdicke,
J_d die Intensität der von der Schicht d durchgelassenen Strahlung ist,

als auch das Beersche Gesetz, wonach die Absorption nur von der Masse des durchstrahlten Gases abhängt, genügend erfüllt. Für das atmosphärische Ozon, dessen Schwerpunkt sich nach F. W. P. Götz [*41*] in 20 bis 25 km Höhe befindet, gelten daher die in Tabelle 9 mitgeteilten Absorptionskoeffizienten.

Tabelle 9. *Mittlere Absorptionskoeffizienten k für 1 cm Ozon bei 30 mm Hg und — 35°.*

λ in μ	0,29	0,31	0,33	0,35	0,37	0,38
k	14,0	1,5	0,100	0,009	0,002	0,000
λ in μ	0,44	0,45	0,47	0,49	0,51	0,53
k	0,000	0,002	0,005	0,012	0,023	0,037
λ in μ	0,55	0,57	0,59	0,61	0,63	0,65
k	0,050	0,067	0,069	0,069	0,051	0,036
λ in μ	0,67	0,69	0,71	0,72	0,76	0,77
k	0,026	0,016	0,009	0,004	0,001	0,000

Tabelle 10 enthält den mittleren Jahresgang des Ozongehaltes nach F. W. P. Götz [*41*] in verschiedener geographischer Breite.

Tabelle 10. *Jahresgang des mittleren Ozongehaltes in Zentimeter (0° C, 760 mm Hg).*

Breite	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
75° n	0,16	0,32	0,34	0,32	0,29	0,27	0,25	0,23	0,21	0,20	0,18	0,15
70	20	32	33	31	29	26	24	23	21	20	20	18
65	26	32	32	31	29	26	24	23	22	22	22	22
60	28	30	30	30	28	26	24	23	22	22	24	26
55	26	28	29	29	28	26	24	23	22	22	22	25
50	25	27	28	28	28	26	24	23	22	21	21	24
45	24	26	26	27	26	25	23	22	21	20	20	22
40	23	25	25	25	25	24	22	21	20	20	20	21
30	21	22	23	23	22	22	21	20	20	19	19	20
20	19	20	20	20	20	20	20	19	19	18	18	18
10° n	17	18	18	18	18	18	18	18	18	18	17	17
0	16	16	17	17	18	18	18	18	17	17	17	16
20° s	18	18	18	18	18	18	18	19	19	19	19	18
40° s	22	22	21	22	23	25	26	28	28	28	25	24

Aus F. W. P. Götz [*41*] (Abb. 7) schließen wir, daß die mittleren täglichen Abweichungen des Ozongehaltes vom mittleren Jahresgang an einem Ort zirka $\pm$ 0,02 cm betragen und in unserem Falle vernachlässigt werden dürfen.

Die Absorption der Kohlensäure CO_2. Nach Schaefer und Philipps [*42*] besitzen die CO_2-Moleküle Absorptionsbanden, deren Maxima bei den Wellenlängen $\lambda = 1{,}46\,\mu$, $1{,}60\,\mu$, $2{,}04\,\mu$, $2{,}75\,\mu$ und $4{,}27\,\mu$ liegen; wesentlich ist vor allem die Absorptionsbande bei $\lambda = 2{,}75\,\mu$. Nach C. G. Abbot [*43*] genügt es, eine mittlere Absorption von 5% im Bereiche $2{,}0\,\mu < \lambda < 3{,}0\,\mu$ zu berücksichtigen.

Die Absorption des atmosphärischen Wasserdampfes ist vor allem durch F. E. Fowle [*44*, *45*] eingehend untersucht worden. Die selektive Absorption der zahlreichen Linien im Bereiche $0{,}58\,\mu < \lambda < 0{,}70\,\mu$ ist unbedeutend. Wesentlich ist dagegen die Absorption in den Absorptionsbanden des roten und ultraroten Gebietes.

Tabelle 11. *Die Absorptionsbanden des Wasserdampfes.*

Benennung	Wellenlängenbereich (bzw. Schwerpunkt)
a	$0{,}70\,\mu < \lambda < 0{,}76\,\mu$
ϱ, σ, τ	$0{,}92\,\mu < \lambda < 0{,}98\,\mu$
Φ	Maximum bei $1{,}13\,\mu$
Ψ	Maximum bei $1{,}40\,\mu$
Ω	Maximum bei $1{,}87\,\mu$
X	$2{,}50\,\mu < \lambda < 2{,}90\,\mu$
—	$3{,}00\,\mu < \lambda < 5{,}00\,\mu$

Diese Absorptionsbanden lassen sich weitgehend in dicht beieinanderliegende Absorptionslinien zerlegen, doch läßt sich auch für kleine Intervalle $\Delta\lambda$ das Bouguer-Lambertsche Gesetz (22) nicht anwenden (vgl. F. Linke [*18*], F. Herzing [*46*]).

F. E. Fowle [*44*, *45*] bestimmte zuerst die Absorption des Wasserdampfes bei den Maxima der Absorptionsbanden im Laboratorium bei 20 bis 40° C, 760 mm Hg und einem Wasserdampfgehalt von 0,01 cm $< w <$ 0,54 cm ausscheidbaren Wassers (Höhe der Wasserschicht, die gleichviele Moleküle enthält wie der gesamte in der Atmosphäre vorhandene Wasserdampf). Unter den Annahmen, daß 1. der Wasserdampf auf Mt. Wilson (Kalifornien) keinen Tagesgang zeigt, daß 2. die Absorption vom Druck b und 3. von der Temperatur T des Wasserdampfes unabhängig ist, berechnete F. E. Fowle den Wasserdampfgehalt w auf Mt. Wilson bei hohem Sonnenstand und erweiterte sukzessive durch Vergleich mit Messungen bei tiefem Sonnenstand die Kenntnisse der Absorption bis auf $w = 10$ cm. Nach F. Schnaidt [*47*], E. v. Bahr [*48*, *49*, *50*], F. E. Fowle [*44*, *45*] und F. Paschen [*51*] ist aber keine der Bedingungen 1, 2, 3 erfüllt; nur das von F. E. Fowle bestimmte Verhältnis der Absorption in den verschiedenen Banden zueinander ist zuverlässig. Daher erweist sich eine Neubestimmung der Absorption als Funktion des Wasserdampfgehaltes w als notwendig. Trotzdem ist bis jetzt diese Beziehung für größere Wellenlängenbereiche ($\Delta\lambda$ zirka $0{,}5\,\mu$) nicht mehr neu ermittelt worden. Die von F. Möller [*52*], F. E. Fowle [*53*], O. Hoelper [*54*] und H. H. Kimball [*55*] veröffentlichten Tabellen sind nämlich alle aus der oben zitierten Arbeit von F. E. Fowle abgeleitet.

In der Tabelle 12 sind die Transmissionskoeffizienten in verschiedenen Wellenlängenbereichen für verschiedene Werte von w nach F. E. Fowle [*43*] und nach der vorläufigen Neubestimmung (vgl. Tabelle 32) enthalten.

Tabelle 12. *Die Transmissionskoeffizienten des Wasserdampfes (inklusive CO_2 und O_2) für verschiedene Wellenlängenbereiche als Funktion von w in Zentimetern.* (Nach Fowle und nach Tabelle 32, S. 307.)

Bereich für w: nach Fowle: / nach Tab. 32:	0,01	0,10 / 0,26	0,25 / 0,56	0,50 / 0,97	1,00 / 1,70	2,00 / 2,80	6,00 / 5,80	10,0 / 8,2	20,0 / (14,2)	40,0 cm / (28) cm
0,70—0,76	1,00	1,00	1,00	0,99	0,98	0,965	0,917	(0,86)	(0,77)	(0,69)
0,75—1,00	1,00	0,98	0,97	95	93	90	83	78	(70)	(61)
1,00—1,25	0,99	97	95	92	89	85	74	69	(59)	(47)
1,25—1,50	96	80	66	57	51	44	31	28	(23)	(20)
1,50—2,00	98	88	79	73	70	66	60	57	(53)	(49)
2,00—3,00	84	64	(53)	(44)	(35)	(29)	(20)	(16)	(10)	(05)
3,00—4,00	78	63	52	43	34	28	19	(15)	(09)	(04)
4,00—5,00	71	53	35	25	16	09	(01)	(00)	(00)	(00)

Der Beitrag $A_{\text{eff.}}$ der durch den Öffnungswinkel 2γ des Instrumentes einfallenden Temperaturstrahlung der absorbierenden Gase und der Ausstrahlung des Empfängers (berechnet nach A. Ångström [*68*]) an das Meßergebnis: $A_{\text{eff.}} < |-0{,}006 \cdot J|$ kann wie H_R vernachlässigt werden.

e) Die Bestimmung der durchstrahlten Luftmasse.

Die durchstrahlte Luftmasse m ist eine Funktion der Zenithdistanz z und des Luftdruckes b_H; dagegen ist die *relative* Luftmasse m_h nur eine Funktion der Zenithdistanz und ist durch A. Bemporad [*56*] (vgl. Met. Taschenbuch [*19*]) zuverlässig bestimmt worden. Die *absolute* Luftmasse m ist durch die Gleichung:

$$m \cdot 760 = m_h \cdot b_H \tag{23}$$

definiert; in Meereshöhe gilt mit genügender Annäherung $m = m_h$.

F. Linke [*57*] und F. Schnaidt [*58*] haben die Berechnung der durchstrahlten Luftmasse für verschiedene Annahmen neu durchgeführt.

Tabelle 13. *Die relative Luftmasse m_h des trüben Mediums als Funktion der angenommenen vertikalen Dichteverteilung desselben.*

z	sec z	m_h für Luft (Bemporad)	m_h für normale Wasserdampfverteilung	m_h für eine Schicht in km Höhe			
				0	ca. 3	25	50
0,0°	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
60,1°	2,006	2,000	2,004	2,006	2,000	1,98	1,96
70,7°	3,023	3,000	3,015	3,023	3,000	2,93	2,84
75,7°	4,058	4,000	4,042	4,058	4,000	3,82	3,64

Da wir in der Trübungsbestimmung mit Fehlern von der Größenordnung von 10% der Beträge von B und w rechnen müssen, muß die Abweichung vom Bemporadschen Wert nur bei einer mittleren Höhe H der Schicht $H > 10$ km berücksichtigt werden. Bei der Berechnung der durchstrahlten Ozonschicht dagegen benützen wir die für 25 km Schichthöhe mitgeteilten Werte.

II. Die Aktinometermessungen.

Im ersten Kapitel sind die beiden ersten in Gl. (4) unter dem Integral auftretenden Faktoren $J_0(\lambda)$ und $10^{-k'(\lambda)}$ besprochen worden. Um $k'(\lambda)$ mit einiger Genauigkeit zu erhalten, brauchen wir nach Gl. (4) noch die Kenntnis der Empfindlichkeitsfunktion $e_i(\lambda)$ sowie Angaben über die Berechnung von J_i aus den Meßwerten des Aktinometers; so daß die aus den Aktinometermessungen abgeleiteten Intensitäten keine systematischen Fehler von mehr als 1% mehr haben.

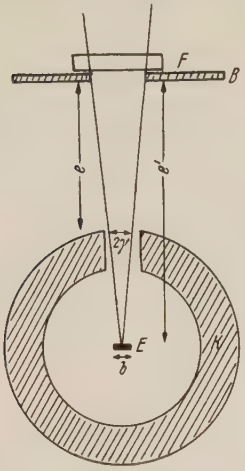


Abb. 8. Prinzip des Aktinometers. F Filter; B Blende; E Empfänger; 2γ Öffnungswinkel; K Kupfermantel; e Abstand zwischen Blende und Kupfermantel; e' Abstand zwischen Blende und Empfänger.

a) Das Aktinometer.

Da F. Albrecht [*59*], F. Linke [*18*], W. Marten [*73*] und W. Mörikofer [*60*] die verschiedenen Aktinometer ausführlich beschrieben haben, beschränken wir uns auf das Wesentliche und berücksichtigen in erster Linie das Bimetallaktinometer Michelson; Abb. 8 stellt das Grundprinzip aller Aktinometer dar. Der Empfänger E ist entweder eine dünne, geschwärzte Bimetalllamelle (Michelson) oder eine geschwärzte Thermosäule. Beim Bimetallaktinometer wird die Verschiebung des freien Endes der Lamelle bei Bestrahlung gegenüber der Nullage durch ein Mikroskop abgelesen; entsprechend wird bei den thermoelektrischen Instrumenten der Thermostrom, welcher durch die Temperaturdifferenz zwischen den bestrahlten (aktiven) Lötstellen und den beschatteten (passiven) Lötstellen der Thermosäule erzeugt wird, mit einem Mikroamperemeter oder einem Spiegelgalvanometer direkt gemessen. Damit die Trägheit des Aktinometers klein ist, wird die Wärmekapazität w des Empfängers E möglichst klein gehalten, während die Wärmekapazität W des den Empfänger umschließenden Kupferkörpers K zum Schutze vor raschen äußeren Temperaturschwankungen relativ groß ist ($W \gg w$). Der Himmelsausschnitt, aus welchem die Strahlung den Empfänger E erreicht, wird durch die Blende B im Abstand e vom Kupferkörper K bestimmt. Zur Messung der Strahlungsintensität in bestimmten Wellenlängenbereichen werden die Filter F vor die Blende eingeschoben. Bei

den MICHELSON-Aktinometern sind die Blende B (zirka 15×4 mm²) und der Empfänger E (zirka $11 \times 1{,}7 \times 0{,}05$ mm³) rechteckig. Wir bezeichnen mit Öffnungswinkel 2γ denjenigen Winkel, unter welchem die Blendenöffnung von der Mitte des Empfängers aus erscheint; beim MICHELSON-Aktinometer beträgt dieser Winkel demnach horizontal zirka 15° und vertikal zirka 6°.

Um die Strahlungsintensität der direkten Sonnenstrahlung bestimmen zu können, müssen wir 1. die Empfindlichkeitsfunktion $E(\lambda, T, J)$ des Empfängers als Funktion der Wellenlänge λ, der Instrumenttemperatur T und der Strahlungsintensität J und 2. die Empfindlichkeitsfunktion $e(\lambda, T, R)$ der Filter als Funktion der Wellenlänge λ, der Filtertemperatur T und der Reflexion an den Oberflächen R kennen.

b) Die Empfindlichkeitsfunktion des Aktinometers.

Der Empfänger E ist mit einem möglichst gut absorbierenden (schwarzen) Überzug versehen. Absolut schwarze Auffangflächen lassen sich nicht herstellen, und wie aus Tabelle 14 hervorgeht, ist die Empfindlichkeitsfunktion $E(\lambda)$ der gebräuchlichen Schwärzungen von der Wellenlänge abhängig; diese Abhängigkeit ist noch ungenügend bekannt. Da die Resultate der verschiedenen Autoren sich zum Teil widersprechen, kann die unter der Voraussetzung $E(\lambda) = \text{const.}$ berechnete Strahlungsintensität in den einzelnen Wellenlängenbereichen bis zu $\pm 2\%$ vom wahren Wert abweichen.

Tabelle 14. *Die Reflexion von Ruß und Platinschwarz in verschiedenen Spektralbereichen.*

Autor	violett	sichtbar	ultrarot	Temperatur-strahlung	Stoff
W. W. COBLENTZ [*61*]	—	—	—	3%	Ruß
T. ROYDS [*62*].....	—	0,8%	0,6%	—	Ruß
HASCHÉ [*64*]	—	0,2%	1,7%	—	Ruß
M. C. FÉRY [*65*]...	—	1%	5%	—	Ruß
P. KERKHOF [*66*] ..	2%	2%	—	—	Ruß
RUBENS und HOFFMANN [*63*] .	—	7%	5%	5% (184°C)	Hoffmannschwarz
T. ROYDS [*62*].....	—	0,3%	3,0%	4%	Platinschwarz
M. C. FÉRY [*65*]...	—	0%	3%	25%	Platinmoor
M. C. FÉRY [*65*]...	—	10%	40%	60%	Platinmoor velvet.

Die Empfindlichkeitsfunktion des Aktinometers ist meist auch von der Temperatur abhängig. Sie läßt sich am besten durch Vergleichsmessungen mit einem von der Temperatur unabhängigen [$E(T) = \text{const.}$] Aktinometer oder Pyrheliometer bestimmen. Beim Bimetallaktinometer MICHELSON ist die Temperatur durch die Stellung der Temperaturschraube T_s (mit einer willkürlichen Skala) bestimmt; ist $E(T)$ sehr variabel, so ist darauf zu achten, daß die Nullage im Mikroskop

immer an derselben Stelle (z. B. 20 Skt.) liegt; läßt sich diese Bedingung nicht einhalten, so ist an der Temperatur T_s noch eine Korrektion anzubringen:

$$T_N = T_s + \frac{N - 20}{S}.$$

wo N die wirkliche Lage des Nullpunktes und S die Anzahl der Skalenteile im Mikroskop, die einer Verschiebung der Temperaturschraube um 1 Skt. entsprechen, bedeutet. Solange im Temperaturbereich, in welchem Strahlungsmessungen ausgeführt werden, der Quotient aus dem größten $[E\,(T)_{\max}]$ und dem kleinsten $[E\,(T_{\min})]$ Wert des Eichfaktors:

$$\frac{E\,(T)_{\max}}{E\,(T)_{\min}} \leqq 1{,}05$$

und in T linear ist, genügt es nach unseren Erfahrungen, $E\,(T)$ als Funktion von T_s zu bestimmen.

Bei geringer Veränderlichkeit von $E\,(T)$ und bei $E\,(\lambda) = \text{const.}$ dürfen wir die Empfindlichkeit des Instrumentes als von der Strahlungsintensität J unabhängig betrachten $[E\,(J) = \text{const.}]$ (vgl. Linke [*18*], Mörikofer [*60*]). Ist aber $\frac{E\,(T)_{\max}}{E\,(T)_{\min}} > 1{,}05$ oder nicht linear in T, so müssen wir $E\,(T, J)$ durch Vergleichsmessungen mit einem Instrument, wo $E\,(T, J) = \text{const.}$ ist, bestimmen. Dieser Vergleich muß neben der Totalstrahlung auch Messungen mit den üblichen Filtern umfassen. Auf Grund unserer Erfahrungen schätzen wir den mittleren Fehler des Eichfaktors wie folgt:

Tabelle 15. *Mittlerer Fehler des Eichfaktors $E\,(T, J)$ für Bimetallaktinometer.*

	$E\,(T, J)$ linear in T				$E\,(T, J)$ nicht linear in T		
Für $\frac{E\,(T)_{\max}}{E\,(T)_{\min}} =$	1,00	1,05	1,10	>1,10	1,05	1,10	>1,10
wird der mittlere Fehler von $E\,(T,J) \pm$	0,3%	0,5%	1,0%	>1,0%	1,0%	>1,0%	Messung unbrauchbar

c) Die Empfindlichkeitsfunktion der Filter.

Die Strahlungsdurchlässigkeit der Filter (Empfindlichkeitsfunktion) ist eine Funktion der Wellenlänge λ, der Filterdicke d, des Reflexionsverlustes R an jeder Filteroberfläche und der Temperatur T der Filter.

$$e\,(\lambda, T, d, R) = (1 - R)^2 \cdot e\,(\lambda, T)^d. \tag{24}$$

$e\,(\lambda, T)$ ist der Transmissionskoeffizient der Filtermasse von der Dicke $d = 1$.

Vom idealen Filter verlangen wir:

1. daß es wetterfest sei, d. h. keine Änderung der Empfindlichkeitsfunktion im Laufe der Zeit zeigt;
2. daß im Bereich $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$: $e(\lambda, T, R) = \text{const.}$ sei und
3. daß in den Bereichen $\lambda < \lambda_1$ und $\lambda > \lambda_2$: $e(\lambda, T, R) = 0$ sei.

Diesem Idealfall kommen die Schottschen Filtergläser OG 1 und RG 2, die meist beim Michelson-Aktinometer Verwendung finden, sehr nahe. In Abb. 9 sind die Energiekurve der Sonnenstrahlung J_T und die

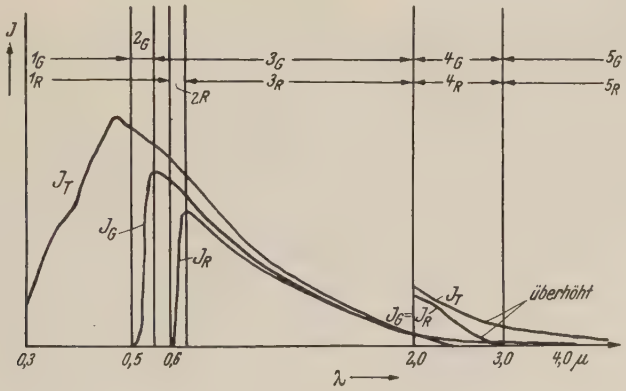


Abb. 9. Strahlungsintensität als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Filter.

Sonnenstrahlung: J_T vor dem Instrument; J_G hinter dem Gelbfilter OG 1; J_R hinter dem Rotfilter RG 2. Bereich: *1* und *5* Filter undurchlässig; *2* und *4* Abfallkante der Durchlässigkeit; *3* Hauptdurchlässigkeitsbereich.

Kurven der von den Filtern OG 1 und RG 2 hindurchgelassenen Sonnenstrahlung J_G und J_R als Funktion von λ schematisch dargestellt. Neben den Farbfiltern findet bei einigen Instrumenten ein Quarzfilter zur Fernhaltung von Windstörungen Verwendung; bei diesem ist im Bereich $\lambda < 4{,}0\,\mu$: $e(\lambda, T) = \text{const.}$ In den Bereichen 1 und 5 der Abb. 9 wird die Strahlung von den Filtern völlig absorbiert. In den Bereichen 2 und 4, im Gebiet der *Abfallkanten*, ist $e(\lambda, T)$ mit λ und T veränderlich, und im Bereiche 3, dem *Hauptdurchlässigkeitsbereich*, ist

$$e(\lambda, T, R) = \text{const.} = F. \tag{25}$$

F wird als *Filterkonstante* bezeichnet.

In Tabelle 16 sind die mittleren Transmissionskoeffizienten $e(\lambda, R)$ der Filter bei der Dicke $d = 3{,}0$ mm und der Temperatur 22° C, wie sie Feussner [*69*] bestimmte, mitgeteilt. Die weniger zuverlässigen Daten von Schott 1929 bis 1932 und von Büttner und Sutter [*70*] weichen nur unwesentlich davon ab.

Tabelle 16. *Mittlere Transmissionskoeffizienten der Filter OG 1 und RG 2 für Wellenlängenbereiche von $\Delta\lambda = 0{,}02\,\mu$ Breite bei $d = 3{,}0$ mm und $T = 22°$.*

Filter	λ_m 0,51	0,53	0,55	0,61	0,63	0,65	0,67	2,25	2,75	3,00
OG 1	0,05	0,60	0,86	0,89	0,89	0,89	0,89	0,87	0,48	0,00
RG 2	0,00	0,00	0,00	0,02	0,32	0,77	0,88	0,86	0,46	0,00

Nach KÄMPFERT [*71*] ist die Reflexion an der Filteroberfläche praktisch von der Wellenlänge unabhängig und beträgt $(1 - R)^2 = 0{,}90$.

Aus der Totalstrahlung J_T und den von den Filtern hindurchgelassenen Strahlungen J_G und J_R ist es möglich, die Strahlungsintensität in den drei Wellenlängenbereichen:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{Violett und Blau} & J_1 = c_1 \cdot J_b = J_T - J_G/F_g, \\ \text{Grün und Gelb} & J_2 = c_2 \cdot J_\Delta = J_G/F_g - J_R/F_r \\ \text{Rot und Ultrarot} & J_3 = c_3 \cdot J_r = J_R/F_r \end{array}\right\} \qquad (26)$$

zu bestimmen, wobei F_g und F_r die Filterkonstanten der Filter OG 1 und RG 2 und c_1, c_2, c_3 Korrektionsfaktoren sind, die wir gleich noch begründen werden. Da beide Filter OG 1 und RG 2 bei $\lambda > 2{,}0\,\mu$ wieder absorbieren, ist ein Teil der langwelligen Strahlung auch in J_1 bzw. J_b enthalten.

LÜTGE [*72*] hat die Temperaturabhängigkeit der Empfindlichkeitsfunktion $e\,(\lambda, T, R)$ der Filter bestimmt. Bei mittleren atmosphärischen Verhältnissen ($m = 2$; $\alpha = 1{,}5$; $m_h\,B = 0{,}15$) hat dies eine Änderung von:

$$\left.\begin{array}{r} 0{,}07\,\% \\ 0{,}05\,\% \\ -\,0{,}034\,\% \end{array}\right\} \begin{array}{l} \text{pro Grad C bei } J_b, \\ \text{pro Grad C bei } J_\Delta \\ \text{pro Grad C bei } J_r \end{array} \qquad (27)$$

zur Folge. Unter Berücksichtigung, daß FEUSSNER $e\,(\lambda, R)$ bei 22° C bestimmt hat und daß die Filtertemperatur zirka 10° über dem Tagesmittel der Lufttemperatur liegt, ergeben sich folgende Reduktionsfaktoren:

$$\left.\begin{array}{l} J_b = c_b \cdot (J_T - J_G/F_g)\,[1 - 0{,}0007\,(T_m - 12)], \\ J_\Delta = c_\Delta \cdot (J_G/F_g - J_R/F_r)\,[1 - 0{,}0005\,(T_m - 12)], \\ J_r = c_r \cdot J_R/F_r \cdot (1 + 0{,}00034\,(T_m - 12)), \end{array}\right\} \qquad (28)$$

wobei T_m das Monatsmittel der Lufttemperatur am Meßort ist. Es bleiben noch die Korrektionsfaktoren c_b, c_Δ und c_r übrig, die im übernächsten Abschnitt besprochen werden.

d) Die Bestimmung der Filterkonstanten F_g und F_r.

Ist $J\,(\lambda)$ die Sonnenintensität unter mittleren atmosphärischen Verhältnissen bei der Wellenlänge λ, so ist die Filterkonstante F durch die Gleichung

$$F = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J\,(\lambda) \cdot e\,(\lambda, T, R) \cdot d\,\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J\,(\lambda) \cdot d\,\lambda} \qquad (29)$$

wo λ_1 und λ_2 die Grenzen des Hauptdurchlässigkeitsbereiches sind, definiert. Da die Reflexionsverhältnisse zwischen Empfänger und Filter vom Bau des Instrumentes abhängig sind, müssen die Filterkonstanten

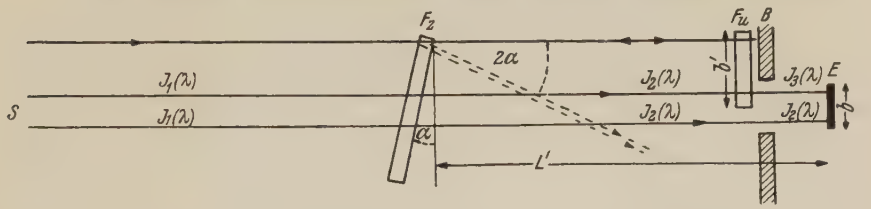


Abb. 10a. Meßanordnung und Strahlengang bei der Bestimmung der Filterkonstanten F des Filters F_u mit Hilfe des um den Winkel α gegenüber F_u verdrehten Zusatzfilters F_z.

für jedes Aktinometer gesondert und mit der Sonne als Strahlungsquelle bestimmt werden. In Abb. 10 ist der Meßvorgang für eine solche Bestimmung ohne Berücksichtigung der Abfallkanten ($\lambda_1 = \lambda_1'$; $\lambda_2 = \lambda_2'$) dargestellt. Abb. 10a zeigt den Strahlengang im Aktinometer mit zwei identischen vorgeschalteten Filtern, dem Zusatzfilter F_z und dem bei den Messungen gebrauchten Filter F_u. Dabei ist $J_1(\lambda)$ die Strahlung der Sonne außerhalb des Instrumentes [Abb. 10b zeigt $J_1(\lambda)$ als Funktion von $\log \lambda$]; das Zusatzfilter F_z läßt nur die Strahlung $J_2(\lambda)$ passieren, welche in Abb. 10b wieder als Funktion von $\log \lambda$ dargestellt ist. In Abb. 10a ist das Filter F_u so gezeichnet, daß es nur zur Hälfte in den Strahlengang hineinreicht, um anzudeuten, daß zwei Messungen gemacht werden:

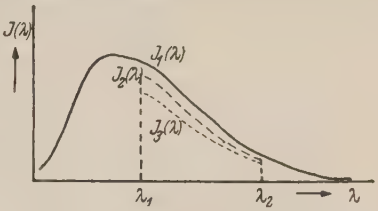


Abb. 10b. Veränderung der normalen Strahlung $J_1(\lambda)$ bei der Bestimmung der Filterkonstanten durch F_z [$J_2(\lambda)$] und $F_u + F_z$ [$J_3(\lambda)$].

a) eine Messung *ohne* F_u liefert:

$$J_A = \int_0^\infty J_2(\lambda) \cdot d\lambda \qquad \left(= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_2(\lambda) \cdot d\lambda\right); \tag{30}$$

b) eine zweite Messung *mit* F_u ergibt:

$$J_B = \int_0^\infty J_3(\lambda) \cdot d\lambda \qquad \left(= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_3(\lambda) \cdot d\lambda\right), \tag{30}$$

wobei $J_3(\lambda)$ die auch noch durch das Filter F_u geschwächte Strahlung bedeutet (vgl. Abb. 10b). Auf Grund der Gl. (29) erhalten wir:

$$F_{\text{ideal}} = \frac{J_B}{J_A} \tag{31}$$

für ideale Abfallkanten ($\lambda_1 = \lambda_1'$; $\lambda_2 = \lambda_2'$).

Das Zusatzfilter F_z wird um den Winkel $\alpha \approx 10°$ gegenüber dem zu untersuchenden Filter F_u abgedreht, damit nicht ein Teil der von F_u reflektierten Strahlung mitgemessen wird (vgl. Abb. 10a).

Ist bei F_u der Hauptdurchlässigkeitsbereich weiter ausgedehnt als bei F_z, so ist im Bereich der Abfallkante von F_u $J_2(\lambda) = 0$. Verwendet man zur Bestimmung der Filterkonstanten von OG 1 als Zusatzfilter RG 2 oder RG 8 und bei RG 2 als Zusatzfilter RG 8, so weicht der nach (31) bestimmte Wert der Filterkonstante F höchstens um 0,3% vom richtigen Wert ab. Wird hingegen die Filterkonstante von OG 1 mit einem Zusatzfilter OG 1 und diejenige von RG 2 mit einem Zusatzfilter RG 2 bestimmt, so müssen die besonderen Verhältnisse in den Abfallkanten berücksichtigt werden. Es gibt dann:

$$F = \frac{J_B}{J_A}(1 + a), \tag{32}$$

wobei das Korrektionsglied a in Tabelle 17 für die Filter OG 1, RG 2 und RG 8 und die Filterdicken $d = 1{,}5$ mm, 2,4 mm und 3,0 mm angegeben ist. Zur Bestimmung von F werden zirka zehn Meßserien benötigt.

Tabelle 17. *Werte des Korrektionsgliedes* $a \cdot 10^3$ *in Gl.* (32) *für verschiedene Trübungsverhältnisse.*

F_z	F_u	$m = 0{,}7$, $\alpha = 1{,}5$ $m_h B = 0{,}01$			$m = 2{,}0$, $\alpha = 1{,}5$ $m_h B = 0{,}15$			$m = 4{,}0$, $\alpha = 1{,}5$ $m_h B = 0{,}30$		
		$m_h w =$			$m_h w =$			$m_h w =$		
d in mm	d in mm	0,25	2,80	5,0	0,25	2,80	14,2	0,97	2,80	22,0
RG 8 3,0	RG 2 3,0	2	2	2	3	3	1	3	2	1
3,0	1,5	2	2	1	2	1	1	2	1	0
RG 8 3,0	OG 1 3,0	2	2	2	3	3	1	3	2	1
3,0	2,4	2	2	2	3	2	1	3	2	0
RG 2 3,0	RG 2 3,0	16	17	18	13	14	17	13	13	17
3,0	1,5	7	8	8	7	8	10	7	7	9
RG 2 3,0	OG 1 3,0	2	2	1	2	2	1	2	2	1
3,0	2,4	2	2	1	2	2	1	2	2	1
OG 1 3,0	OG 1 3,0	10	10	11	9	9	10	7	8	8
3,0	2,4	9	9	9	8	8	9	6	7	7

Da die genauen Absorptionsverhältnisse in der Absorptionsbande X des Wasserdampfes bei $2{,}0\,\mu < \lambda < 3{,}0\,\mu$ nicht bekannt sind, kann $a \cdot 10^3$ für sämtliche Bestimmungen einen systematischen Fehler von ± 2 Einheiten also F einen Fehler von $\pm 0{,}2\%$ haben. Die auf diese Weise für gut gereinigte Filter bestimmten Werte der Filterkonstanten sind in Tabelle 18 mitgeteilt und weichen zum Teil sehr stark von den bisher gebräuchlichen Werten ab.

Tabelle 18. *Die Filterkonstanten F bei einigen Aktinometern.*

Instrument und Ort	Filter: RG 2		OG 1		Quarz
Dicke:	3,0 mm	1,5 mm	3,0 mm	2,4 mm	
Michelson 5100 Davos ...	F_r 0,876	0,891	F_g 0,884	0,893	F_q —
12 Davos ...	0,949	—	0,969	—	1,000
351 Basel	0,886	—	0,895	—	0,906
535 Stockholm	0,888	—	0,898	—	0,916
Pyrheliograph Davos ...	—	0,914*	—	0,912*	—

Bei der Bestimmung der Filterkonstanten und auch später bei der Auswertung der Messungen ist darauf zu achten, welche Filterkombination verwendet worden ist, da am 1. Juli 1937 vielerorts neue Filter eingeführt worden sind.

Tabelle 19. *Art und Dicke der meist verwendeten Filter.*

Benennung	Schmelze Nr.	bis 30. Juni 1937	seit 1. Juli 1937
OG 1	20702	3,0 mm	2,4 mm
RG 2	12632	3,0 mm	1,5 mm

e) Die Bestimmung der Korrektionsfaktoren c_b, c_Δ und c_r.

Die Zusammenstellung aller wesentlichen systematischen Fehler, die unsere Messungen in den einzelnen Wellenlängenbereichen entstellen können, in Tabelle 20 zeigt, daß wir zunächst mit erheblichen systematischen Fehlern rechnen müssen:

Tabelle 20. *Die möglichen systematischen Fehler in den einzelnen Wellenlängenbereichen in %.*

Quellen der systematischen Fehler	Wellenlängenbereiche J_b	J_Δ	J_r	J_T
Absolutwert der Solarkonstanten (S. 265)	3,5	3,5	3,5	3,5
Absolutwert der einzelnen Bereiche (S. 266)	4,0	3,5	2,5	0
Empfindlichkeitsfunktion des Empfängers (Tabellen 14 und 15)	2,0	1,0	2,0	1,0
Empfindlichkeitsfunktion der Filter:				
a) Fehler der Filterkonstanten	1,0	1,0	0,25	—
b) Falsche Annahme über die Abfallkante	1,0	1,0	0,25	—

* Der Davoser Pyrheliograph hat eine Quarzoptik vor dem Empfänger.

Die nachfolgend beschriebene Methode soll es uns ermöglichen, den systematischen Fehler von J_b, J_Δ und J_r auf zirka 1% genau zu bestimmen.

1. Die Bestimmung des Korrektionsfaktors c_b.

Abgesehen von den zwei Banden starker selektiver Absorption bei $\lambda < 0{,}36\,\mu$ (Ozon) und $\lambda > 2{,}0\,\mu$ (Wasserdampf), in deren Bereich die Strahlungsintensität nur gering ist, folgt die Extinktion in allen Teil-

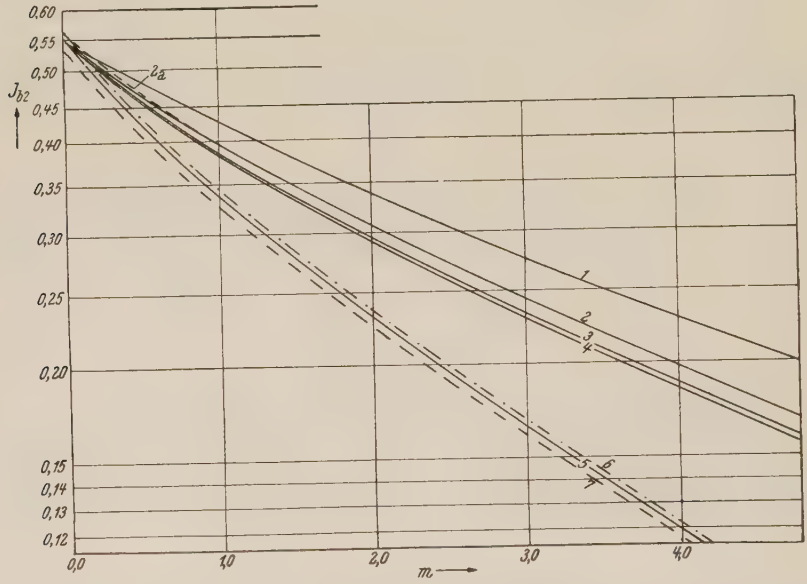


Abb. 11. Strahlungsintensität im Bereiche J_{b2} (in logarithmischem Maß) als Funktion der Luftmasse m.

1 RAYLEIGH-Atmosphäre + Ozon bei 0,31 μ bei $w = 0$ cm;
2 „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 0{,}3$ cm;
3 „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 1{,}5$ „ ;
4 „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 8{,}0$ „ ;
2a „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 0{,}3$ „ ;
5 „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 1{,}5$ „ ; $\alpha = 1{,}5$; $B = 0{,}05$;
6 „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 1{,}5$ „ ; $\alpha = 0{,}0$; $B = 0{,}05$;
7 „ + „ „ 0,31 μ „ $w = 1{,}5$ „ ; $\alpha = 3{,}0$; $B = 0{,}05$.
2a, *5*, *6*, *7* extrapoliert mit Kurve *3* von $m = 1$ ab nach (35) und (36).

bereichen von J_b von $\Delta\lambda = 0{,}02\,\mu$ Breite (bis auf $\pm 0{,}2\%$) dem BOUGUER-LAMBERTschen Gesetz (22), d. h. der Extinktionskoeffizient ist proportional der Schichtdicke m. Für den gesamten Bereich J_b gibt $\log J_b$, als Funktion der Luftmasse m aufgetragen, eine schwach gekrümmte Kurve (vgl. Abb. 11). Wird der mittlere Ozongehalt bei $\lambda < 0{,}32\,\mu$ und der mittlere Wasserdampfgehalt w_m (für die Untersuchungsperiode) berücksichtigt, so ändert sich die Krümmung der Kurve bei anderen atmo-

sphärischen Verhältnissen (m_h $B \neq 0$, $w \neq w_m$), wie Abb. 11, Kurve 4, 5, 6 bzw. 1, 2, 3 zeigt, nur wenig. Wir können deshalb nach der folgenden Regel den extraterrestrischen Wert der Strahlung J_b ermitteln:

1. Wir bestimmen $S \cdot J_b'$ [reduziert auf mittlere Sonnendistanz durch S und auf die Monatsmitteltemperatur nach (28) mit zunächst $c_b = 1$] an Tagen mit geringer atmosphärischer Trübung ($B \leqq 0{,}06$; Änderung von B $\Delta B \leqq 0{,}01$ während des Tages) zweimal zur Zeit hohen Sonnenstandes ($m \leqq 2{,}0$) und zweimal bei tiefem Sonnenstande. (33)

2. Wir tragen die Werte $\log J_b'$ eines Tages als Funktion von m ab. (34)

3. Wir konstruieren ein Kurvenlineal, dessen Krümmung im ganzen Bereich $0{,}0 < m < 4{,}0$ mit der Krümmung derjenigen Kurve in Abb. 11 übereinstimmt, die dem mittleren Wasserdampfgehalt w_m für die Untersuchungsperiode zugeordnet ist, und markieren darauf den Punkt $m = 0$. (35)

4. Wir verschieben den Punkt $m = 0$ des Kurvenlineals längs der Ordinatenachse und drehen das Lineal um den Punkt $m = 0$, bis die eingetragenen Punkte die kleinste mittlere Abweichung gegenüber dem Kurvenlineal haben. (36)

Die so erhaltene Ordinate $\log J_{b0}'$ zur Abszisse $m = 0$ ist der extraterrestrische Wert von $\log J_b$. Der Mittelwert von 30 bis 50 solchen Bestimmungen des Wertes von $\log J_{b0}'$ gibt uns, wenn der Trübungskoeffizient B im Mittel keinen zum Mittag symmetrischen Tagesgang hat (bzw. der mittlere Tagesgang durch eine Korrektion eliminiert worden ist, siehe unten) den extraterrestrischen Wert J_{b0}'' von J_b, vermehrt um sämtliche systematischen Fehler aus Tabelle 20 mit einem mittleren Fehler von $\pm 1\%$. Die Bestimmung von J_{b0}'' muß für jedes Instrument samt Filtern gesondert durchgeführt werden und benötigt etwa das Beobachtungsmaterial eines Sommers.

Auf Grund der extraterrestrischen Intensitäten $J_0(\lambda) \cdot \Delta\lambda$ nach Linke [*19*] und der Empfindlichkeitsfunktion $(1 - e_g/F_g)$ nach Feussner [*69*] ergibt sich als extraterrestrischer Wert J_{b0} der Strahlung J_b bei OG 1 3,0 mm als Gelbfilter der Wert:

$$J_{b0}^{+} = 0{,}548 \text{ cal/cm}^2\text{min}. \tag{37}$$

Um denselben Rechnungsgang zur Berechnung der Trübungsgrößen verwenden zu können, benützen wir auch beim Filter OG 1 2,4 mm den Wert (37). Um die rohen Werte J_b' auf J_{b0}^{+} als extraterrestrischen Wert zu korrigieren, müssen wir J_b' mit dem Faktor c_b:

$$c_b = \frac{J_{b0}^{+}}{J_{b0}''} = \frac{0{,}548}{J_{b0}''} \tag{38}$$

multiplizieren. Dieser Faktor enthält die für die Verwendung eines Gelbfilters OG 1 von anderer Dicke als 3,0 mm erforderliche Korrektion bereits mit. Werden die unter (33) erwähnten Einschränkungen ($B \leqq \leqq 0{,}060$; $\Delta B \leqq 0{,}01$; mittags $m \leqq 2{,}0$; keine Vormittagsmessungen bei

starker Bodeninversion) berücksichtigt, so kann der kleine mittlere Tagesgang von B durch eine Korrektion a_1 berücksichtigt werden:

$$c_b = \frac{0{,}548}{J_{b0}''(1-a_1)}. \tag{39}$$

wo: Gipfel $a_1 = 0{,}00$, Hochtäler $a_1 = 0{,}02$, Tiefland $a_1 = 0{,}03$ gilt.

2. Die Bestimmung des Korrektionsfaktors c_Δ.

Stellen wir $\log J_\Delta$ als Funktion von m dar, so erhalten wir, solange $B < 0{,}06$ ist, eine Gerade. Wir können deshalb nach der folgenden Regel den extraterrestrischen Wert $J_{\Delta 0}'$ der Strahlung J_Δ' bestimmen:

1. Wir bestimmen $S \cdot J_\Delta'$ an den gleichen Tagen, an welchen J_b' bestimmt wurde [reduziert durch S und (28)]. (40)

2. Wir tragen die Werte $\log J'$ eines Tages als Funktion von m ab. (41)

3. Wir legen eine Gerade derart zwischen den Meßwerten hindurch, daß die mittlere Abweichung der eingetragenen Punkte gegenüber der Geraden möglichst klein wird. (42)

Die Ordinate $\log J_{\Delta 0}'$ zur Abszisse $m = 0$ ist der extraterrestrische Wert von $\log J_\Delta'$. Entsprechend wie J_{b0}^+ errechnet sich $J_{\Delta 0}^+$ bei Benützung der Filter OG 1 3,0 mm und RG 2 1,5 mm zu:

$$J_{\Delta 0}^+ = 0{,}2783 \text{ cal/cm}^2\text{min}; \tag{43}$$

auch beim Filter RG 2 3,0 mm benützen wir, um denselben Rechnungsgang verwenden zu können, den Wert (43). Ist der Exponent $\alpha > 0$, so wirkt sich der Tagesgang der Trübung auf J_Δ schwächer aus als auf J_b und wir erhalten entsprechend zu Gl. (39) für c_Δ die endgültige Gleichung:

$$c_\Delta = \frac{0{,}2783}{J_{\Delta 0}''(1-a_2)}, \tag{44}$$

wo: für Gipfel $a_2 = 0{,}000$, Hochtäler $a_2 = 0{,}015$, Tiefland $a_2 = 0{,}020$ ist und $J_{\Delta 0}''$ wieder den Mittelwert von 30 bis 50 Bestimmungen von $J_{\Delta 0}'$ bedeutet.

Ob die Korrektionsfaktoren c_b und c_Δ richtig sind, kann dadurch geprüft werden, daß B immer $\geqq 0$ ist und allgemein an Tagen mit ganz geringer Trübung der Mittelwert von α zwischen 0 und 3 nahe dem Mittelwert, den α bei mäßiger Trübung an diesem Ort annimmt, liegen muß. Für Davos und Stockholm konnten auf diese Weise die Korrektionsfaktoren bestätigt werden, während in Potsdam die Trübung zu groß ist, als daß das beobachtete Zutreffen obiger Bedingung als beweiskräftig angesehen werden darf.

3. Die Bestimmung des Korrektionsfaktors c_r.

Da die selektive Absorption des Wasserdampfes im Bereiche J_r sehr stark ist, kann der Korrektionsfaktor c_r nicht auf die gleiche Weise bestimmt werden wie c_b und c_Δ. Da c_r in der Nähe von 1 liegt, so muß der Strahlungsverlust durch die Wasserdampfabsorption $\Delta \log J_r$ (vgl.

Kapitel III c), welcher zunächst mit $c_r = 1$ bestimmt sei, um eine additive Konstante $\log c_r$ vermindert werden. Hat man von dritter Seite her Kenntnis vom Wasserdampfgehalt der Atmosphäre w, so läßt sich die Korrektion c_r bestimmen, sofern genügend viele etwa gleichzeitige Bestimmungen von w aus Strahlungsmessungen und nach anderen Methoden vorliegen.

w können wir auf verschiedene Weise angenähert bestimmen. Bei Flugzeug- oder Radiosondenaufstiegen läßt sich w aus der gemessenen Temperatur-, Druck- und Feuchtigkeitsverteilung mit einem mittleren Fehler, den HOELPER [*74*] auf $\pm 20\%$ veranschlagt, berechnen. Aus mehreren benachbarten Stationen in verschiedener Höhe (z. B. Davos 1560 m/M, Säntis 2500 m/M, Jungfraujoch 3600 m/M) läßt sich w unter der Annahme berechnen, daß z. B. in der Schicht Davos—Säntis bzw. Säntis—Jungfraujoch und oberhalb Jungfraujoch je eine „normale" Wasserdampfverteilung nach HANN [*75*] bezogen auf die Stationen Davos, Säntis und Jungfraujoch herrsche. In unserem Beispiel gilt, wenn Dd der Dampfdruck an der Station in mm Hg gemessen ist:

$$w_{\mathrm{DSJ}} = Dd_{\mathrm{Davos}} \cdot 0{,}075 + Dd_{\mathrm{Säntis}} \cdot 0{,}080 + Dd_{\mathrm{Jungfraujoch}} \cdot 0{,}170. \quad (45)$$

Schließlich läßt sich w auch unter der Annahme einer „normalen" Wasserdampfverteilung über die ganze Höhe der Atmosphäre aus dem Dampfdruck an der Station allein berechnen. Es gilt dann nach HANN [*75*]

für eine Station in Meereshöhe	$w_D = Dd \cdot 0{,}25,$	(46a)
für Davos	$w_D = Dd \cdot 0{,}18,$	(46b)
für Jungfraujoch	$w_D = Dd \cdot 0{,}17.$	(46c)

Der mittlere Fehler von w berechnet nach Formel (46) beträgt für Davos und Potsdam zirka $\pm 35\%$, für Stockholm ergab sich aus dem Vergleich mit den Strahlungsmessungen ein mittlerer Fehler von w_D berechnet nach (46a) von $\leqq \pm 20\%$. Wegen der großen Unsicherheit aller bisherigen Bestimmungsmethoden für den Wasserdampfgehalt w gibt die Streuung der einzelnen Vergleiche im allgemeinen noch keinen Aufschluß über die Zuverlässigkeit der Bestimmungen von w aus den Strahlungsmessungen. Wegen der großen Streuung sollte auch zur Bestimmung von c_r das Beobachtungsmaterial von 30 bis 50 Tagen verwendet werden.

In Abb. 11a ist die Funktion $f(m_h w)$ dargestellt, wie sie von FOWLE [*43*, *44*] bestimmt wurde (schwach ausgezogene Linie) und wie sie aus dem Vergleich von $\Delta \log J_r$ (für $c_r = 1$) mit w_A, w_D oder w_{DSJ} für verschiedene Instrumente an verschiedenen Orten gefunden wurde (gestrichelte Linien) und endlich (stark ausgezogene Kurve) die Werte, die in Tabelle 32 (Kapitel III c) wiedergegeben sind, und die wir, wie unten begründet wird, als die beste Annäherung an die Wirklichkeit betrachten. Es fällt auf, daß die Funktionen $f(m_h w)$ bei den verschiedenen Instrumenten im wesentlichen sich nur um einen konstanten Wert ($\Delta \log J_r$) voneinander und von der Kurve nach Tabelle 32 unterscheiden.[1] Wir schließen aus der Übereinstimmung zwischen den

[1] Auch die Resultate von TRYSELIUS [*87*] bestätigen unsern Befund.

Davoser und den Stockholmer Werten, daß $f(m_h w)$ nur wenig vom Luftdruck abhängig ist; eine Abhängigkeit von $f(m_h w)$ von der Temperatur wird sich höchstens in einem schwachen virtuellen Tagesgang äußern, da zwischen w und der Temperatur T_w des Wasserdampfes eine deutliche Korrelation besteht. Die Kurve nach Tabelle 32 verläuft parallel zu den verschiedenen Bestimmungen von $f(m_h w)$ und ist *willkürlich* bei $m_h w = 5{,}2$ cm mit dem Wert nach FOWLE gleichgesetzt; die Davoser Kurven würden schon bei $m_h w = 0{,}15$ cm keinen meßbaren Strahlungsverlust

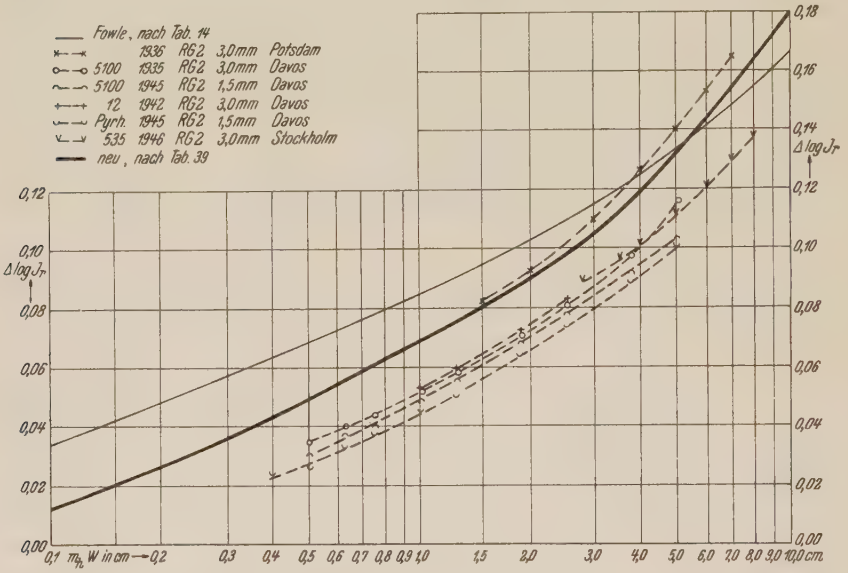


Abb. 11a. Dekadischer Absorptionskoeffizient $\Delta \log J_r$ des Wasserdampfes als Funktion des Wasserdampfgehaltes $m_h w$.

durch Wasserdampfabsorption mehr geben, was mit den Laboratoriumsbestimmungen in krassem Widerspruch steht; andere Anhaltspunkte zur Festlegung des Ordinatennullpunktes haben wir keine. Sämtliche Bestimmungen des Korrektionsfaktors c_r sind also noch um einen konstanten Faktor unsicher, doch hat diese Unsicherheit auf die Bestimmung der Trübungswerte α, B und w keinen Einfluß mehr.

Zur Bestimmung von c_r geht man nun so vor: Man bestimmt möglichst gleichzeitig mit den Strahlungsmessungen den Dampfdruck an der Station und daraus nach (46) den Wasserdampfgehalt w_D oder aus Aufstiegen w_A oder w_{DSJ} nach (45). Unter Berücksichtigung der relativen Luftmasse m_h bildet man das Produkt $m_h w_D$ (bzw. $m_h w_A$ oder $m_h w_{DSJ}$). Aus Tabelle 32 (siehe Kapitel III c) entnimmt man für jede Messung den zu $m_h w_D$ (bzw. $m_h w_A$ oder $m_h w_{DSJ}$) gehörigen Wert $\Delta \log J_{rD}$ des Strahlungsverlustes durch den Wasserdampf. Anderseits bestimmt man

auch aus der Strahlungsmessung unter der Voraussetzung, daß $c_r = 1$ sei, den Wert $\Delta \log J_{rs}$. Das Mittel aller Differenzen zwischen den beiden Bestimmungen von $\Delta \log J_r$ ist $\log c_r$:

$$\frac{\sum_1^n (\Delta \log J_{rs} - \Delta \log J_{rD})}{n} = \log c_r, \tag{47}$$

wo n die Anzahl der zur Bestimmung benützten Messungen ist.

c_r können wir also erst bestimmen, wenn wir aus J_b und J_Δ den Trübungskoeffizienten B und den Exponenten α bestimmt haben; diese Bestimmung ist im Kapitel III näher beschrieben. In Tabelle 21 sind die Ergebnisse einiger solcher Bestimmungen mitgeteilt:

Tabelle 21. *Einige Werte der Korrektionsfaktoren c_b, c_Δ und c_r.*

Ort		Potsdam	Stockholm	Davos	Davos		Davos	Davos
Instrument	ideal	Michelson	M. 535	M. 12	M. 5100	ideal	M. 5100	Pyrheliograph
Filterdicke	3,0 mm	3,0 mm	3,0 mm	3,0 mm	3,0 mm	2,4/1,5 mm	2,4/1,5mm	2,4/1,5mm
c_b	1,000	1,002	0,975	0,980	0,986	1,010	1,014	0,953
c_Δ	0,947	0,976	0,995	1,012	0,995	0,983	1,047	1,030
c_r	1,014	1,019	0,966	0,989	0,960	1,000	0,953	0,942

4. Klimatologische Strahlungswerte.

Für klimatologische Betrachtungen wird nach Mörikofer [*60*] und Linke [*18*] J_{bkl} als

$$J_{bkl} = \int_0^{0{,}525} J(\lambda) \cdot d\lambda \tag{48a}$$

definiert. Diese Definition entspricht angenähert dem bei der Verwendung des Gelbfilters OG 1 3,0 mm bestimmten Wert. Es muß aber noch eine Korrektion $-\Delta J_w$ berücksichtigt werden, da die Strahlungsintensität

$$\Delta J_w = \int_{\text{ca. } 2{,}5}^{\infty} J(\lambda) \cdot d\lambda$$

nach der in dieser Arbeit benützten Definition von J_b (28) enthalten ist. Diese Korrektion ist in Tabelle 22 als Funktion des Wasserdampfgehaltes $m_h w$ in der Atmosphäre (längs des Strahlungsweges) dargestellt.

Tabelle 22. *Korrektion ΔJ_w als Funktion des Wasserdampfgehaltes $m_h w$. Positiv Korrektion an J_r; negativ Korrektion an J_b.*

$m_h w$ in cm	0,10	0,13	0,16	0,21	0,26	0,34	0,45	0,60	0,80
ΔJ_w in cal/cm² min.	0,034	0,032	0,030	0,028	0,026	0,024	0,022	0,020	0,018
$m_h w$ in cm	1,10	1,50	2,10	3,00	4,30	6,30	11,0	22,0	40,0
ΔJ_w in cal/cm² min.	0,016	0,014	0,012	0,010	0,008	0,006	0,004	0,002	0,000

Für die Werte J_{bkl} nach der klimatologischen Definition gilt daher:

$$J_{bkl} = J_b - \Delta J_w. \tag{48}$$

Entsprechend folgt für den Differenzbereich $J_{\Delta kl}$

$$J_{\Delta kl} = J_\Delta \tag{49}$$

und für den Bereich $J_{rkl} = \int_{0{,}625}^{\infty} J(\lambda) \cdot d\lambda$

$$J_{rkl} = J_r + \Delta J_w. \tag{50}$$

f) Die Fehler der einzelnen Aktinometermessung.

Es sind folgende Fehlerquellen bekannt und sowohl in der Abschätzung der Meßfehler als auch bei der Anordnung der Meßserie zu berücksichtigen:

1. Die zeitliche Änderung des *Nullpunktes N*. Beim Bimetallaktinometer zeigt der Nullpunkt besonders bei böigem Wind rasche Änderungen; wir müssen dem Meßwert den linear interpolierten Nullpunkt aus zwei Nullpunktsbestimmungen kurz vor (N_1) und kurz nach (N_2) der Messung zuordnen. Thermoelektrische Instrumente zeigen meist einen weniger stark veränderlichen Nullpunkt, doch sollte auch hier der Nullpunkt möglichst kurz vor oder nach der Meßserie ermittelt werden.

2. Die *Trägheit* der Einstellung. Die Michelson-Aktinometer erreichen im Rahmen der Ablesegenauigkeit den Gleichgewichtszustand nach $t = 20$ bis 30 Sek. Da es sich wegen 1 empfiehlt, t möglichst knapp zu wählen, so ist darauf zu achten, daß sowohl bei der Eichung der Instrumente als auch bei den laufenden Messungen dieselbe Zeit t genau eingehalten wird. Der Übergang zu einer anderen Meßserie kann unter Umständen eine Änderung der Konstanten c_b, c_Δ und c_r zur Folge haben.

3. Die *Ablesegenauigkeit* ist durch die Dicke des Zeigers und den Abstand der Skalenteile im Mikroskop und die Empfindlichkeit des Empfängers bestimmt und kann nur durch die Zahl der Einzelablesungen verbessert werden.

4. *Rasche Änderungen der Strahlungsintensität.* In der Nähe von Industrieanlagen, bei flachen Bodeninversionen und bei Vorkondensationserscheinungen zeigt die Strahlungsintensität besonders im Winter starke, unregelmäßige Schwankungen. Da wir die Totalstrahlung J_T und die mit den Filtern gemessenen Intensitäten J_G und J_R nicht gleichzeitig bestimmen können, müssen wir aus jeder Meßserie die über die Dauer der Messung erstreckten mittleren Werte von J_T, J_G und J_R bestimmen; dazu sollen mehrere Messungen in möglichst kurzen Zeitabständen symmetrisch über die Dauer der ganzen Meßserie verteilt sein.

5. Langsame Änderungen der Strahlungsintensität (*Tagesgang*). Besonders morgens und abends, wo die durchstrahlte Luftmasse m sich rasch ändert, muß die Meßserie streng symmetrisch sein, da sonst die Differenzen zwischen den einzelnen Filterbereichen falsch werden.

6. Der *Reinheit der Filter* ist besondere Aufmerksamkeit zu schenken; kaum sichtbare Fettspuren können die Filterdurchlässigkeit um 1 bis 2% reduzieren und die Messungen unbrauchbar machen. Jegliche Berührung der Filter mit der Hand ist daher zu vermeiden und eine monatliche Reinigung der Filter mit reinstem Alkohol und die Entfernung des Staubes mit einem entfetteten, staubfreien Pinsel vor jeder Messung ist zur Erhaltung zuverlässiger Werte unumgänglich.

Den oben erwähnten Punkten 1 bis 5 entsprechen die folgenden Meßserien am besten und ergeben deshalb die größtmögliche Genauigkeit: N ist die Nullage; T, G, R sind die Ausschläge ohne Filter (T), mit Gelbfilter (G) und mit Rotfilter (R).

Bei windigem Wetter oder rascher Verschiebung der Nullage:

$$N\text{-}T\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}T\text{-}N. \quad (51)$$

Bei schwachem Wind, nahezu konstantem Nullpunkt und bei stark veränderlicher Trübung sowie bei thermoelektrischen Aktinometern:

$$N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}G\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}G\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}G\text{-}T\text{-}N. \quad (51a)$$

Ist $t = 20$ Sek., so dauert eine Meßserie (51) oder (51a) zirka 9 Min., ist $t = 30$ Sek., so dauert sie zirka 13 Min. Ist $t > 30$ Sek., so ist die Anzahl der Wiederholungen bei der Meßserie so zu verkleinern, daß die ganze Serie 10 bis 15 Min. dauert.

Die folgenden Tabellen enthalten einige zahlenmäßige Angaben über die Größe der Meßfehler beim MICHELSON-Aktinometer 5100 in Davos im Sommerhalbjahr.

Tabelle 23. *Häufigkeit der verschiedenen Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert einer Meßserie in Prozent aller Fälle.*

Bereich	Mittlerer Ausschlag in Skalenteilen	Abweichung vom Mittelwert in Skalenteilen						
		0,0	0,1	0,2	0,3	0,45	0,7	$\geqq 0{,}8$
J_T	50	30	36	23	6	4	1	0%
J_G	40	34	37	17	7	3	0	2%
J_R	30	31	43	17	5	3	0,5	0,5%

Tabelle 24. *Mittlerer Fehler der Meßserie (51) bzw. (51a) in Prozent von J bei verschiedener Trübung und Luftmasse (für Michelson-Aktinometer).*

Luftmasse	Trübung	Bereich			Trübung	Bereich		
m	$m_h B$	J_τ	J_b	J_Δ	$m_h B$	J_τ	J_b	J_Δ
2,0	$\leqq 0{,}20$	0,2	0,9	1,2%	0,60	0,7	2,7	3,6%
4,0	$\leqq 0{,}20$	0,3	1,3	1,3%	0,60	0,8	3,9	3,9%
2,0	0,40	0,5	1,8	2,4%	0,80	0,9	3,6	4,8%
4,0	0,40	0,6	2,6	2,6%	0,80	1,1	5,2	5,2%

Zu diesem Fehler hinzu müssen wir noch den mittleren Fehler des Eichfaktors berücksichtigen, wie er in Tabelle 15 angegeben ist.

Die bisher verwendeten Meßmethoden zeigen wesentlich größere Fehler, wie der Vergleich der verschiedenen Meßserien untereinander in Tabelle 25 zeigt. Marten [73] benützte die zu kurze Meßserie mit veränderlicher Einstellzeit t

$$N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}T\text{-}N \tag{52}$$

und Mörikofer [60] benützte die asymmetrische Meßserie:

$$N\text{-}G\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}N. \tag{53}$$

Tabelle 25. *Mittlere Fehler der Meßserien (51), (52) und (53) in Prozent von J bei verschiedener Trübung und bei Luftmasse m = 2,0.*

Meßserie / Bereich	m_h $B = 0{,}20$				m_h $B = 0{,}60$			
	J_T	J_r	J_b	J_Δ	J_T	J_r	J_b	J_Δ
Meßserie (51) oder (51a) . .	0,2	0,2	0,9	1,2%	0,4	0,7	2,7	3,6%
Marten (52)	0,8	1,3	3,2	4,6%	2,4	3,9	9,6	13%
Mörikofer (53) m = const.	0,5	0,7	2,5	3,4%	1,5	2,1	7,5	10%
morgens und abends . . .	0,5	1,4	7,5	7,0%	1,5	4,2	22	21%

Aus der Serie (53) können sämtliche Trübungsgrößen nur von 10 bis 14 Uhr zuverlässig bestimmt werden und aus der Serie (52) kann der Wasserdampfgehalt nur von 9 bis 15 Uhr zuverlässig abgeleitet werden.

III. Die graphische Bestimmung der Trübungsgrößen α, B und w aus den Aktinometermessungen.

In der Gl. (4) hatten wir allgemein die Strahlungsintensität angegeben, die in einem Wellenlängenbereich, der durch Filter ausgeschnitten wird, zur Messung gelangen kann. Wir können nun für unsere Einzelbereiche J_b, J_Δ und J_r schreiben:

$$J_b = c_b \cdot \left(J_T - \frac{J_G}{F_g}\right)[1 - 0{,}0007\,(T_m - 12)] =$$

$$= \frac{1}{S}\int_0^\infty J_0(\lambda)\left(1 - \frac{e_g(\lambda)}{F_g}\right)\cdot 10^{-(k_1 + k_2 + k_3)}\cdot d\lambda; \tag{54}$$

$$J_\Delta = c_\Delta\left(\frac{J_G}{F_g} - \frac{J_R}{F_r}\right)[1 - 0{,}0005\,(T_m - 12)] =$$

$$= \frac{1}{S}\int_0^\infty J_0(\lambda)\left(\frac{e_g(\lambda)}{F_g} - \frac{e_r(\lambda)}{F_r}\right)10^{-(k_1 + k_2 + k_3)}\cdot d\lambda; \tag{55}$$

$$J_r = c_r \cdot \frac{J_R}{F_r}\cdot[1 + 0{,}00034\,(T_m - 12)] =$$

$$= \frac{1}{S}\int_0^\infty J_0(\lambda)\cdot\frac{e_r(\lambda)}{F_r}\cdot 10^{-(k_1 + k_2 + k_3)}\cdot d\lambda. \tag{56}$$

In ihrem ersten Teil wiederholen diese Gleichungen die Gl. (28) und zeigen uns, wie wir aus den Aktinometermessungen J_T, J_G und J_R die korrigierten Intensitäten J_b, J_Δ und J_r gewinnen können. Der zweite Teil der Gleichungen entspricht Gl. (4), wobei der Unterschied zwischen k_2 und k_2' zunächst vernachlässigt wird und die Funktionen $e_i(\lambda)$ so eingesetzt sind, wie sie sich für die verwendeten Filterkombinationen ergeben. Die Funktionen $e_g(\lambda)$ und $e_r(\lambda)$ sind die experimentell von Feussner [*69*] bestimmten Durchlässigkeitsfunktionen der Filter OG 1 und RG 2. F_g und F_r sind die zugehörigen Filterkonstanten, die für den Hauptdurchlässigkeitsbereich die Funktionen $e(\lambda)$ entsprechend ihrer Definition (25) auf den Wert 1 korrigieren; dadurch wird etwa $e_i(\lambda)$ für J_b im Hauptdurchlässigkeitsbereich des Gelbfilters Null.

Benützen wir noch für $J_0(\lambda)$ die Werte von Linke [*19*] und für k_1 die Gl. (12), so können wir aus dem obigen Gleichungssystem k_2 und k_3 bestimmen. Da wir mit drei Meßgrößen J_T, J_G, J_R in das System eingehen, so können wir unter Benützung des Ansatzes (17) für k_2 die Parameter α und B, sowie den in k_3 enthaltenen Wasserdampfgehalt w berechnen unter Verwendung der in den Tabellen 9, 10, 12 enthaltenen Angaben über die Absorption der atmosphärischen Gase. Diese Bestimmungen sollen graphisch und mit Hilfe von Tabellen erfolgen. Dazu gehen wir so vor, daß wir eine genügend große Anzahl von Werten J_b, J_Δ, J_r für angenommene Werte von α, B und w, sowie der Luftmasse aus dem zweiten Teil der Gl. (54) bis (56) berechnen unter Verwendung der im vorhergehenden gewonnenen Kenntnisse; hierauf werden diese Berechnungen durch Interpolation verfeinert.

Haben wir umgekehrt aus unseren Messungen entsprechend dem ersten Teil der Gl. (54) bis (56) Werte für J_b, J_Δ, J_r ermittelt, so können wir mit diesen in die berechneten Diagramme und Tabellen eingehen und finden so die gesuchten Größen α, B, w, die den Messungen entsprechen.

a) Die Berechnung von Einzelwerten J_b, J_Δ, J_r als Funktion von m, α, B, $w + CO_2$, O_2 und O_3.

Dort, wo in (54) und (55) $J_0(\lambda) \cdot e(\lambda) \neq 0$ ist, ist die Wasserdampfabsorption so klein, daß ihr Einfluß auf J_b und J_Δ durch eine Korrektion gegenüber $w = 1$ cm als Funktion des Dampfdruckes an der Station berücksichtigt werden kann. Aus (54) und (55) können wir deshalb direkt die Parameter α und $m_h B$ berechnen. Setzt man α und $m_h B$ dann in (56) ein, so läßt sich auch $m_h w$ bestimmen. Linke [*19*] gibt von $J_0(\lambda) \cdot d\lambda$ nur Werte über Intervalle von der Breite:

$$\Delta\lambda = 0{,}02\,\mu \text{ bei } \lambda < 1{,}0\,\mu,$$
$$\Delta\lambda = 0{,}10\,\mu \text{ bei } 1{,}0\,\mu < \lambda < 2{,}0\,\mu,$$
$$\Delta\lambda = 0{,}50\,\mu \text{ bei } 2{,}0\,\mu < \lambda < 3{,}0\,\mu$$

und den Restbetrag $\lambda > 3{,}0\,\mu$ an. Entsprechend teilt Fowle [*43*, *44*] für die Wasserdampfabsorption nur die Mittelwerte über die Bereiche:

λ	0,70	0,75	1,00	1,25	1,50	2,00	3,00	4,00
bis $\lambda + \Delta\lambda$	0,75	1,00	1,25	1,50	2,00	3,00	4,00	5,00

mit. Für die Absorptionskoeffizienten anderer Gase gilt das gleiche (vgl. Tabelle 9). Wir können daher nur die Näherungswerte:

$$S \cdot J_{b1} = \sum_{1}^{n} J_0(\lambda) \left(1 - \frac{e_g}{F_g}\right) \cdot 10^{-(k_1 + k_2 + k_3)} \cdot \Delta\lambda \qquad (57)$$

und entsprechend $S \cdot J_{\Delta 1}$ und $S \cdot J_{r1}$ berechnen. In Tabelle 26 sind die prozentualen Fehler angegeben, die diese vereinfachte Berechnung bei der Rayleigh-Extinktion, die angenähert proportional zu λ^{-4} ist, mit sich bringen kann.

Tabelle 26. *Die prozentualen Fehler nach (57) für die* Rayleigh-*Extinktion.*

$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$	$\frac{J(\lambda + \Delta\lambda)}{J(\lambda)}$	$k_{\lambda + \Delta\lambda}$		
		0,05	0,20	1,00
0,067	1,000	— 0,01	0,05	— 1,6%
0,033	1,000	— 0,05	0,01	— 0,4%
0,067	0,500	— 0,30	— 0,60	— 1,8%
0,033	2,500	0,08	0,47	2,5%
0,033	4,000	0,12	0,51	3,3%

Angewandt auf den Bereich J_b ergibt sich, daß bei $m \leqq 4{,}0$ der Fehler maximal 0,3% der Intensität erreicht; bei J_Δ und J_r ist er wegen des kleinen Wertes der Rayleigh-Extinktion zu vernachlässigen. Beim Aerosol ist die Extinktion $\lambda^{-\alpha}$ proportional, wo $\alpha < 4$ ist. Es gelten im Prinzip dieselben Überlegungen wie für die Rayleigh-Extinktion, nur daß die Fehler ungefähr um den Faktor $\alpha/4$ kleiner sind. Die Koeffizienten der selektiven Absorption sind bolographisch in denselben Spektralbereichen bestimmt worden, wie sie der Berechnung zugrundegelegt werden. Die Berechnung der Intensitäten wird daher in den meisten Teilbereichen von J_b, J_Δ, J_r mit einem mittleren Fehler von kleiner als 0,3% durchgeführt; nur bei den Teilbereichen $\lambda < 0{,}40\,\mu$ und $\lambda > 1{,}00\,\mu$ sind die Fehler in einigen Fällen größer als 0,3%. Die Rechnungsfehler sind also (abgesehen von J_r) wesentlich kleiner als die Meßfehler (vgl. Kapitel II g).

Die Berechnung der Intensitäten J_{b1} und $J_{\Delta 1}$ entsprechend (57) und (58) bzw. (54) und (55) läßt sich noch etwas vereinfachen; für den Exponenten k_3, der die selektive Absorption durch Ozon und Wasserdampf berücksichtigt, können wir für die ganzen Wellenlängenbereiche je einen

Mittelwert $\bar{k}_3$ verwenden (für mittlere atmosphärische Trübung berechnet), den wir vor die Summe ziehen können, und erhalten:

$$S \cdot J_{b1} = 10^{-\bar{k}_3} \cdot \sum_1^n J_0(\lambda) \left(1 - \frac{e_g}{F_g}\right) \cdot 10^{-(k_1 + k_2)} \cdot \Delta\lambda = 10^{-\bar{k}_3} \cdot J_{b2}; \quad (57\,a)$$

$$S \cdot J_{\Delta 1} = 10^{-\bar{k}_3} \cdot \sum_1^n J_0(\lambda) \left(\frac{e_g}{F_g} - \frac{e_r}{F_r}\right) \cdot 10^{-(k_1 + k_2)} \cdot \Delta\lambda = 10^{-\bar{k}_3} \cdot J_{\Delta 2}. \quad (58\,a)$$

Bei J_{r1} in (56) kann entsprechend die Ozonabsorption abgespalten werden und wir erhalten:

$$S \cdot J_{r1} = 10^{-\bar{k}_{3a}} \cdot \sum_1^n J_0(\lambda) \left(\frac{e_r}{F_r}\right) \cdot 10^{-(k_1 + k_2 + k_{3b})} \cdot \Delta\lambda = 10^{-\bar{k}_{3a}} \cdot J_{r2}. \quad (59\,a)$$

In den Tabellen 27 bis 31 sind die Intensitäten für soviele Werte der Größen m, α, B, w berechnet, daß die Zwischenwerte von J_{b2}, $J_{\Delta 2}$, J_{r2} mit einem Fehler, der kleiner als 0,2% ist (gegenüber den berechneten Werten), durch geeignete graphische Interpolation gewonnen werden können. Zur Kontrolle waren noch wesentlich mehr Werte berechnet worden, die aber nicht mehr in die Tabellen 27 bis 31 aufgenommen sind.

b) Die graphische Bestimmung von α und $m_h B$ aus J_{b2} und $J_{\Delta 2}$ auf Grund der Berechnungen nach a).

Bei festgewählter Luftmasse gehört in den gekoppelten Gl. (57a) und (58a) zu jedem Wertepaar α, $m_h B$ ein Wertepaar J_{b2} und $J_{\Delta 2}$. Das Ergebnis unserer Berechnungen läßt sich daher in einem Diagramm darstellen, in dem wir J_{b2} und $J_{\Delta 2}$, beide in logarithmischem Maß, als Ordinate und Abszisse auftragen. Es ergibt sich dann ein Netz von Parameterkurven mit $\alpha = \text{const.}$ bzw. $m_h B = \text{const.}$ Die Kurvenschar für $\alpha = \text{const.}$ bildet ein Büschel schwach gekrümmter Kurven, die von der Schar für $m_h B = \text{const.}$ fast senkrecht geschnitten werden. Abb. 12 zeigt im Hauptfeld schematisch dieses Kurvennetz berechnet für $m = 2{,}0$. Diagramm 12a enthält für die praktische Auswertung ein sehr viel engeres Kurvennetz.

Ist $m \neq 2{,}0$, so ergibt sich eine von $m_h B$ und α unabhängige Verschiebung der Werte von $\log J_{\Delta 2}$, die proportional zu $m - 2$ ist. Bei $\log J_{b2}$ ist diese Reduktion in geringem Maße von $m_h B$ und α abhängig. Es müssen daher zuerst die Werte $\log J_{b2}$ und $\log J_{\Delta 2}$ auf $m = 2$ reduziert werden, indem man einerseits im oberen Feld des Diagrammes (Abb. 12) aus m und $\log J_{\Delta 2}$ den Punkt A bestimmt und entlang der Geraden durch A bis zum Punkt C mit der Ordinate $m = 2$ fährt und anderseits im seitlichen Feld des Diagrammes aus m und $\log J_{b2}$ den Punkt D bestimmt und entlang derjenigen Kurve durch D, die dem Werte α zugeordnet ist, bis zur Abszisse $m = 2$ fährt. Da wir α aber noch gar nicht kennen, so können wir zunächst nur entlang einer Kurve gehen, die einem mittleren

Tabelle 27. J_{b2} *Strahlungsintensität in den einzelnen*

w nach Fowle =

w nach Tabelle 32

	$\lambda =$	0,31	0,33	0,35	0,37	0,39	0,41	0,43	0,45	0,47	0,49	0,51	0,53	0,55
Vor Filter	J_0	11,5	22,8	31,3	35,2	36,0	49,5	54,3	60,2	62,6	62,3	59,7	57,3	55,5
	m													
$1/F$ · Filter	0,0	11,5	22,8	31,3	35,2	36,0	49,5	54,3	60,2	62,6	62,3	56,1	18,9	2,2
Rayleigh-	0,7	3,2	13,2	20,4	25,0	27,3	39,5	45,1	51,6	55,1	56,1	51,1	17,4	2,1
Extinktion	1,0	2,4	10,4	16,8	21,4	24,1	35,7	41,4	48,1	51,9	53,2	49,0	16,9	2,0
$=m\cdot 0{,}2$ cm	1,5	1,1	7,1	12,5	16,9	19,9	30,5	36,5	43,3	47,4	49,3	45,9	15,9	1,9
O_3 bei	2,0	0,5	4,8	9,2	13,3	16,3	26,0	31,9	38,7	43,3	45,6	43,0	15,0	1,8
0,31 μ	3,0	0,1	2,2	5,0	8,1	11,0	18,8	24,5	31,0	35,9	39,0	37,6	13,4	1,6
	4,0	0,0	1,0	2,7	5,0	7,4	13,7	18,8	24,8	29,9	33,3	32,9	11,9	1,5
α	$m_h B$	m	$J_{m,\alpha,m_h B}$											
1,5	0,01	0,7	3,4	12,7	19,6	24,1	26,4	38,3	43,8	50,2	53,7	54,7	49,9	17,1	2,0
	0,05		2,6	10,7	16,8	20,8	23,1	33,9	39,0	45,1	48,5	49,7	45,7	15,7	1,9
	0,30		0,9	3,7	6,3	8,5	10,0	15,6	19,0	23,0	25,8	27,5	26,1	9,3	1,1
	0,50		0,3	1,5	2,9	4,1	5,1	8,4	10,6	13,4	15,6	17,1	16,7	6,1	0,8
3,0	0,01	0,7	3,2	12,2	19,1	23,6	26,0	37,9	43,5	50,0	53,6	54,6	50,0	17,1	2,0
	0,03		2,6	10,4	16,7	21,1	23,6	34,9	40,5	47,0	50,7	52,0	47,9	16,4	2,0
	0,10		1,4	5,9	10,4	14,2	16,8	26,1	31,4	37,7	41,8	43,9	41,1	14,4	1,7
	0,30		0,2	1,2	2,7	4,5	6,4	11,3	15,2	20,0	24,0	26,9	26,6	9,8	1,2
	0,50		0,0	0,2	0,7	1,5	2,4	4,9	7,4	10,6	13,8	16,5	17,3	6,6	0,9
1,5	0,01	2,0	0,4	4,6	8,9	12,8	15,8	25,2	31,0	37,7	42,2	44,6	42,0	14,7	1,8
	0,05		0,2	3,9	7,6	11,1	13,8	22,3	27,6	33,8	38,1	40,5	38,5	13,5	1,6
	0,30		0,1	1,3	2,8	4,5	6,0	10,3	13,0	17,3	20,3	22,4	22,0	8,0	1,0
	0,50		0,1	0,6	1,0	2,2	3,1	5,5	7,5	10,0	12,2	14,0	14,1	5,2	0,7
3,0	0,01	2,0	0,4	4,4	8,6	12,5	15,6	24,9	30,8	37,5	42,1	44,5	42,1	14,8	1,8
	0,03		0,3	3,8	7,5	11,2	14,1	23,0	28,6	35,2	39,8	42,4	40,3	14,2	1,7
	0,10		0,2	2,2	4,7	7,5	10,0	17,1	22,2	28,2	32,8	35,7	34,6	12,4	1,5
	0,30		0,0	0,4	1,2	2,4	3,8	7,4	10,8	15,0	18,8	21,9	22,4	8,4	1,1
	0,50		0,0	0,1	0,3	0,8	1,4	3,2	5,2	8,0	10,8	13,4	14,5	5,7	0,8
1,5	0,01	4,0	0,2	1,0	2,6	4,8	7,1	13,2	18,2	24,2	29,1	32,5	32,1	11,7	1,5
	0,05		0,2	0,8	2,2	4,1	6,3	11,7	16,2	21,7	26,3	29,5	29,4	10,8	1,3
	0,30		0,1	0,3	0,8	1,7	2,7	5,4	7,9	11,1	14,0	16,3	16,8	6,4	0,8
	0,50		0,0	0,1	0,4	0,8	1,4	2,9	4,4	6,4	8,4	10,2	10,8	4,2	0,5
3,0	0,03	4,0	0,2	0,8	2,2	4,2	6,4	12,1	16,8	22,6	27,5	30,8	30,8	11,3	1,4
	0,30		0,0	0,1	0,4	0,9	1,7	3,9	6,3	9,6	13,0	16,0	17,1	6,7	0,9
	0,50		0,0	0,0	0,1	0,3	0,7	1,7	3,1	5,1	7,6	9,8	11,1	4,5	0,6

Wellenlängenbereichen in mg cal/cm² min bei verschiedener Trübung.

= 1,0 cm			0,0	0,1	1,0	10,0	0,0	0,1	1,0	10,0 cm	$\Delta \log J_b$ gegen $m = 0$		
= 1,4 cm			0,0	0,2	1,4	7,0	0,0	0,2	1,4	7,0 cm	0,2	1,4	7,0 cm
2,50	3,50	4,50 μ	2—5	2—5	2—5	2—5 μ	J_b	J_b	J_{b2}	J_b	FOWLE $w = 0,1$	1,0	10,0 cm
26,0	21,0	10,0	57,0	57,0	57,0	57,0	—	—	—	—	—	—	—
11,6	21,0	10,0	42,6	42,6	42,6	42,6	548,1	548,1	548,1	548,1	0,0000	0,0000	0,0000
	14,9		42,6	27,8	14,9	6,0	449,9	435,1	422,2	413,3	,1003	,1134	,1226
	13,2		42,6	25,9	13,2	5,0	415,5	398,8	386,1	377,9	,1381	,1522	,1615
	11,4		42,6	23,4	11,4	3,8	370,6	351,4	339,4	331,8	,1931	,2082	,2180
3,4	5,9	0,9	42,6	21,7	10,2	3,1	343,4	311,0	299,5	292,4	,2481	,2625	,2729
	8,7		42,6	19,5	8,7	2,1	281,5	247,6	236,9	230,3	,3451	,3643	,3766
	7,8		42,6	17,8	7,8	1,4	225,4	200,6	190,6	184,2	,4366	,4588	,4736
											$\Delta \log J_b$ gegen $m_h B = 0$		
	14,9							423,7	410,8	401,9	,0115	,0119	,0122
	14,8							381,1	368,3	359,4	,0576	,0593	,0607
	14,1							203,2	190,9	182,5	,3079	,3447	,3550
	13,6							128,0	116,2	108,1	,5314	,5603	,5825
	14,9							420,6	407,7	398,8	,0147	,0152	,0155
	14,9							393,6	380,7	371,8	,0435	,0449	,0460
	14,9							314,6	301,7	292,8	,1408	,1459	,1497
	14,8							177,6	164,8	155,9	,3892	,4085	,4235
	14,8							110,4	97,6	88,8	,5956	,6361	,6679
	10,2							303,4	291,9	284,8	,0108	,0112	,0115
	10,1							274,0	262,6	255,6	,0550	,0571	,0584
	9,7							149,7	138,7	131,9	,3176	,3343	,3458
	9,3							95,9	85,4	78,9	,5110	,5449	,5689
	10,2							301,7	290,2	283,1	,0132	,0137	,0141
	10,2							283,8	272,3	265,2	,0398	,0414	,0424
	10,2							230,8	219,3	212,2	,1296	,1354	,1393
	10,1							135,1	123,7	116,7	,3621	,3840	,3989
	10,1							85,7	74,3	67,3	,5598	,6054	,6380
	7,8							195,8	185,8	179,4	,0105	,0111	,0115
	7,7							177,9	168,0	161,7	,0521	,0548	,0566
	7,4							101,1	91,6	85,5	,2975	,3182	,3333
	7,1							66,7	57,6	51,8	,4782	,5197	,5510
	7,8							184,7	174,7	168,3	,0358	,0378	,0392
	7,8							94,4	84,4	78,0	,3273	,3538	,3732
	7,7							62,3	52,4	46,1	,5078	,5608	,6016

Tabelle 28. *J_{Δ_2} Strahlungsintensität in den einzelnen*

	$\lambda =$	0,51	0,53	0,55	0,57	0,59	0,61	0,63	0,65
	Filterdicke	3,0 mm				3,0 mm			
Vor Filter		$J_0 = 59,7$	57,3	55,5	54,6	54,3	52,8	50,3	48,4
$1/F \cdot$Filter $m = 0$	$m = 0$	J_m 3,6	38,4	53,3	54,6	54,3	51,7	32,3	5,8
Rayleigh-Extinktion	0,7	3,3	35,4	49,8	51,4	51,6	49,3	31,1	5,6
	1,0	3,1	34,2	48,2	50,2	50,4	48,4	30,5	5,5
$B = 0$	1,5	2,9	32,4	46,0	48,0	48,6	46,9	29,7	5,4
	2,0	2,7	30,5	43,8	46,0	46,9	45,4	28,9	5,2
	3,0	2,4	27,3	39,7	42,3	43,6	42,6	27,2	5,0
	4,0	2,1	24,4	36,0	38,9	40,4	39,9	25,8	4,8
α	$m_h B$	m	$J_{m,\alpha,B}$						
1,5	0,03	0,7	3,1	33,2	46,9	48,5	49,0	46,9	29,6	5,3
	0,05		2,9	31,8	45,1	46,8	47,2	45,3	28,7	5,2
	0,15		2,3	25,8	36,9	38,7	39,4	38,2	24,3	4,4
3,0	0,03		3,1	33,4	47,3	49,1	49,5	47,5	30,1	5,4
	0,10		2,6	29,2	41,9	44,0	44,9	43,5	27,6	5,0
	0,30		1,7	19,8	29,6	32,3	33,9	33,7	22,0	4,1
1,5	0,03	2,0	2,6	28,6	41,2	43,5	44,5	43,2	27,5	5,0
	0,15		2,0	22,2	32,4	34,7	35,8	35,2	22,6	4,1
	0,50		0,9	10,6	16,1	17,9	19,1	19,3	12,8	2,4
3,0	0,03		2,6	28,8	41,6	44,0	45,0	43,8	27,8	5,1
	0,10		2,2	25,2	36,8	39,4	40,7	40,0	25,7	4,7
	0,30		1,4	17,1	26,1	28,9	30,8	31,0	20,5	3,8
	0,50		0,9	11,6	18,4	21,1	23,3	24,1	16,2	3,1
1,5	0,03	4,0	2,0	22,8	33,9	36,7	38,3	37,9	24,7	4,5
	0,15		1,6	17,7	26,7	29,3	30,8	30,9	20,2	3,8
	0,50		0,7	8,5	13,3	15,1	16,4	17,0	11,4	2,2
	1,00		0,2	3,0	4,9	5,9	6,7	7,2	5,0	1,0
3,0	0,03		2,0	23,0	34,2	37,2	38,7	38,5	24,9	4,6
	0,10		1,7	20,0	30,3	33,3	35,1	35,2	22,9	4,3
	0,30		1,1	13,6	21,4	24,4	26,5	27,3	18,3	3,5
	0,50		0,7	9,2	15,1	17,9	20,0	21,2	14,5	2,8
	1,00		0,2	3,5	6,4	8,2	10,0	11,2	8,2	1,7

Wellenlängenbereichen in mg cal/cm²min bei verschiedener Trübung.

0,61	0,63	0,65	Summe 3,0 mm	Summe 3,0/1,5mm	Summe 2,4/1,5mm	$\log J_{\Delta 2}$ 3,0/1,5 mm	$\log J_{\Delta}$ 3,0 mm	$\log J_{\Delta}$ Differenz gegen $m = 0$	
1,5 mm								3,0/1,5 mm	3,0 mm
52,8	50,3	48,4							
49,6	21,6	2,9	294,0	278,3	283,2	2,4445	2,4683		
47,3	20,7	2,8	277,5	262,3	266,9	,4188	,4433	0,0257	0,0250
46,4	20,4	2,8	270,5	255,7	260,0	,4077	,4322	,0368	,0361
45,0	19,8	2,7	259,9	245,4	249,8	,3899	,4148	,0546	,0535
43,6	19,3	2,6	249,4	235,4	239,6	,3718	,3969	,0727	,0714
40,9	18,2	2,5	230,1	216,9	220,8	,3363	,3619	,1082	,1064
38,3	17,2	2,4	212,3	199,7	203,0	,3004	,3269	,1441	,1414
								Differenz gegen $B = 0$	
45,0	19,8	2,7	262,5	248,2		2,3948	2,4191	0,0240	0,0242
43,5	19,1	2,6	253,0	239,0		,3784	,4031	,0404	,0402
36,7	16,3	2,2	210,0	198,3		,2973	,3222	,1215	,1211
45,6	20,0	2,7	265,4	250,7		,3992	,4239	,0196	,0194
41,7	18,5	2,5	238,7	225,3		,3528	,3779	,0660	,0654
32,4	14,7	2,0	177,1	166,4		,2212	,2482	,1976	,1951
41,4	18,4	2,5	236,1	222,7		,3477	,3731	,0241	,0238
33,7	15,1	2,1	189,0	178,0		,2504	,2765	,1214	,1204
18,5	8,5	1,2	99,1	92,8		1,9675	1,9961	,4043	,4008
42,0	18,6	2,5	238,7	225,1		2,3524	2,3779	,0194	,0190
38,4	17,2	2,4	214,7	202,3		,3060	,3318	,0658	,0651
29,8	13,6	1,9	159,6	149,6		,1749	,2030	,1969	,1939
23,1	10,8	1,5	118,7	110,7		,0441	,0745	,3277	,3224
36,4	16,4	2,3	200,8	188,8		,2760	,3028	,0244	,0241
29,6	13,5	1,9	161,0	151,1		,1793	,2068	,1211	,1201
16,3	7,6	1,1	84,6	79,0		1,8976	1,9274	,4028	,3995
6,9	3,4	0,5	33,9	31,5		,4983	,5302	,8021	,7967
36,9	16,6	2,3	203,1	190,9		2,2808	2,3077	,0196	,0192
33,7	15,3	2,1	182,8	171,5		,2343	,2620	,0661	,0649
26,2	12,2	1,7	136,1	127,1		,1041	,1339	,1963	,1930
20,3	9,7	1,4	101,4	94,3		1,9745	,0060	,3259	,3209
10,8	5,4	0,8	49,4	45,3		,6561	1,6937	,6443	,6332

Tabelle 29. J_{r2} *Strahlungsintensität in den einzelnen Wellen-*

	$\lambda =$	0,61	0,63	0,65	0,61	0,63	0,65	0,67	0,69	0,71	0,74	0,78*	0,85
	Filterdicke	1,5 mm			3,0 mm								
Vor Filter	$m =$	$J_0 =$ 52,8	50,3	48,4	52,8	50,3	48,4	46,9	45,4	42,9	78,1	68,8	142,7
$1/F \cdot$ Filter	0,0	$J_m =$ 3,2	28,7	45,5	1,1	18,0	42,6	46,9	45,4	42,9	78,1	68,8	142,7
Rayleigh-Extinktion $w = 0$	0,7	3,1	27,7	44,0	1,1	17,3	41,1	45,5	44,1	41,8	76,6	61,6	141,2
	1,0	3,0	27,1	43,2	1,0	17,0	40,5	44,9	43,6	41,4	75,9	61,2	140,3
	1,5	2,9	26,5	42,2	1,0	16,6	39,5	43,9	42,8	40,7	74,7	60,5	139,0
	2,0	2,8	25,7	41,1	1,0	16,1	38,5	42,9	42,0	40,0	73,6	59,8	138,0
	3,0	2,6	24,2	39,2	0,9	15,2	36,7	41,0	40,4	38,6	71,5	58,4	135,6
	4,0	2,5	23,0	37,3	0,9	14,4	34,9	39,4	38,9	37,2	69,5	57,1	133,1

α; B	$m_{\lambda} w$†	m	J_{mw}										
$= 0$	$+CO_2$												
0,000	0,1	0,7	3,1	27,7	44,0	1,1	17,3	41,1	45,5	44,1	41,8	76,4	60,5	138,4
	(0,26)	2,0	2,8	25,7	41,1	1,0	16,1	38,5	42,9	42,0	40,0	73,0	58,5	135,2
,000	0,5	0,7	3,1	27,7	44,0	1,1	17,3	41,1	45,5	44,1	41,4	75,7	58,5	134,2
	(0,97)	2,0	2,8	25,7	41,1	1,0	16,1	38,5	42,9	42,0	39,6	72,1	56,9	131,2
		4,0	2,5	23.0	37,3	0,9	14.4	34,9	39,4	38,9	36,8	68,5	54,1	126,2
,000	2,0	0,7	3,1	27,7	44,0	1,1	17,3	41,1	45,5	44,1	40,3	72,2	55,5	127,1
	(2,8)	2,0	2,8	25,7	41,1	1,0	16,1	38,5	42,9	42,0	39,6	69,3	53,8	124,2
		4,0	2,5	23,0	37,3	0,9	14,4	34,9	39,4	38,9	35,9	65,6	51,4	119,7
,000	5,0	0,7	3,1	27,7	44,0	1,1	17,3	41,1	45,4	44,1	38,4	68,2	52,2	119,4
	(5,1)	2,0	2,8	25,7	41,1	1,0	16,1	38,5	42,9	42,0	36,8	65,6	50,5	116,7
		4,0	2,5	23,0	37,3	0,9	14,4	34,9	39,4	38,9	34,2	61,9	48,3	112,5
,000	20,0	2,0	2,8	25,7	41,1	1,0	16,1	38,5	42,9	42,0	30,8	51,6	41,9	96,6
	(14,2)	4,0	2,5	23,0	37,3	0,9	14,4	34,9	39,4	38,9	28,6	48,6	40,0	93,2
,000	40,0	4,0	2,5	23,0	37,3	0,9	14,4	34,9	39,4	38,9	25,7	42,4	34,8	81,1
	(28,0)													

* Die Absorption durch die A-Bande ist in der Rayleigh-Extinktion mitberücksichtigt.

† Die Werte in ( ) entsprechen den neuen in Tabelle 32 enthaltenen Bestimmungen und sind bei der Berechnung an Stelle der Fowleschen Werte zu berücksichtigen.

längenbereichen in mg cal/cm² min bei verschiedener Trübung.

0,95	1,05	1,18	1,33	1,45	1,60	1,85	2,25	2,75	Summe 1,5 mm	Differenz $\Delta \log J_{r2}$ gegen $m = 0$			
										Summe 3,0 mm	1,5 mm roh	$m_h\, w = 2$**	3,0 mm $m_h\, w = 2$
114,1	95,5	102,5	76,0	38,0	58,0	57,0	56,0	26,0	—	—	—	—	—
114,1	95,5	102,5	76,0	38,0	58,0	57,0	56,0	14,4	1113,7	1098,0	0,0000	0,0000	0,0000
113,3	95,1	102,2	75,8	37,9	58,0	57,0	56,0	14,4	1095,2	1080,0	,0073	,0053	,0052
112,9	94,8	102,0	75,8	37,9	57,9	57,0	56,0	14,4	1089,3	1074,5	,0096	,0080	,0074
112,3	94,4	101,8	75,6	37,9	57,8	56,9	56,0	14,4	1080,3	1065,8	,0133	,0123	,0119
111,7	94,2	101,6	75,5	37,8	57,8	56,9	56,0	14,4	1071,8	1057,8	,0167	,0167	,0162
110,4	93,5	101,0	75,2	37,8	57,7	56,9	55,9	14,4	1054,3	1041,1	,0238	,0253	,0246
109,4	92,9	100,5	75,1	37,8	57,7	56,9	55,9	14,4	1038,6	1026,0	,0303	,0333	,0325

											Differenz $\Delta \log J_{r3}$ gegen $w = 0$		
											$m_h\, w = 0$ roh	$\Delta \log J_{r3}$ ††	$\Delta \log J_{r3}$ 3 mm
110,9	92,3	99,1	60,7	30,3	50,9	50,1	34,0	8,8	1018,6	1003,3	,0315	,0335	,0340
109,4	91,4	98,6	60,4	30,3	50,8	50,0	34,0	8,8	995,2	981,2	,0322	,0322	,0326
107,8	87,6	94,2	43,3	21,6	42,3	41,6	23,4	6,0	941,9	926,7	,0655	,0675	,0685
106,2	86,7	93,5	43,1	21,6	42,2	41,5	23,4	6,0	918,5	904,5	,0670	,0670	,0680
103,8	85,4	92,5	42,9	21,5	42,1	41,5	23,2	6,0	885,5	873,0	,0693	,0663	,0671
102,0	80,7	86,7	33,3	16,7	38,3	37,7	15,4	4,0	874,2	859,0	,0979	,0999	,1014
100,5	80,0	86,3	33,2	16,6	38,2	37,6	15,4	4,0	852,2	838,3	,0996	,0996	,1010
98,4	78,9	85,3	33,0	16,6	38,1	37,6	15,4	4,0	820,9	808,3	,1022	,0992	,1005
95,7	73,1	78,5	25,8	12,9	35,3	34,8	11,2	2,9	812,7	797,5	,1296	,1316	,1337
94,4	72,4	78,2	25,6	12,9	35,2	34,7	11,2	2,9	791,6	777,6	,1316	,1316	,1336
92,5	71,4	77,3	25,5	12,8	35,2	34,7	11,1	2,9	761,3	748,7	,1349	,1319	,1338
78,2	55,6	60,0	17,4	8,7	30,6	30,1	5,3	1,4	662,7	648,4	,2088	,2088	,2126
76,7	54,8	59,3	17,3	8,7	30,5	30,1	5,3	1,4	635,6	623,2	,2127	,2097	,2135
66,7	43,7	47,2	15,0	7,6	28,6	28,2	2,7	0,7	565,5	552,9	,2641	,2611	,2655

** Vgl. Kap. III c, S. 307.

†† Dies sind die Werte von $\Delta \log J_r$, die nach Formel (60) bestimmt werden und der Kurve nach Fowle in Abb. 12 zugrunde liegen.

Tabelle 30. J_{r_2} *Strahlungsintensität in den einzelnen Wellen-*

				$\lambda =$	0,61	0,63	0,65	0,61	0,63	0,65	0,67	0,69	0,71	0,74	0,78	0,85
				Filterdicke	1,5 mm			3,0 mm								
α'	$m_h B$	m_h	w^*	m	$J_{m,w,B}$											
1,5	0,01	0,10		0,7	3,0	27,2	43,3	1,0	17,1	40,5	44,9	43,5	41,2	75,3	59,7	137,0
	0,10	(0,26)			2,6	23,4	37,7	0,9	14,7	35,2	39,3	38,3	36,5	67,1	53,7	124,7
	0,30				1,8	16,9	27,6	0,6	10,6	25,8	29,2	28,9	27,8	52,0	42,4	101,4
3,0	0,01				3,0	27,3	43,5	1,0	17,1	40,6	45,1	43,7	41,5	75,9	60,0	137,9
	0,10				2,7	24,6	39,5	0,9	15,5	37,0	41,3	40,5	38,5	71,1	57,0	132,1
	0,30				2,1	19,5	32,1	0,8	12,2	30,0	34,1	34,0	32,8	61,7	50,4	120,5
1,5	0,01	2,0		0,7	3,0	27,2	43,3	1,0	17,1	40,5	44,9	43,5	39,7	71,2	54,9	126,0
	0,10	(2,8)			2,6	23,4	37,7	0,9	14,7	35,2	39,3	38,5	35,2	63,4	49,3	114,6
	0,30				1,8	16,9	27,6	0,6	10,6	25,8	29,2	28,9	26,8	49,1	39,0	93,1
3,0	0,01				3,0	27,3	43,5	1,0	17,1	40,6	45,1	43,7	40,0	71,7	55,1	126,6
	0,10				2,7	24,6	39,5	0,9	15,5	37,0	41,3	40,5	37,1	67,1	52,3	121,3
	0,30				2,1	19,5	32,1	0,8	12,2	30,0	34,1	34,0	31,6	58,3	46,3	110,7
1,5	0,01	5,0		0,7	3,0	27,2	43,3	1,0	17,1	40,5	44,9	43,5	37,9	67,0	51,6	118,2
	0,10	(5,1)			2,6	23,4	37,7	0,9	14,7	35,2	39,3	38,3	33,5	59,7	46,4	107,6
	0,30				1,8	16,9	27,6	0,6	10,6	25,8	29,2	28,9	25,6	46,3	36,6	87,5
3,0	0,01				3,0	27,3	43,5	1,0	17,1	40,6	45,1	43,7	38,2	67,5	51,8	118,9
	0,10				2,7	24,6	39,5	0,9	15,5	37,0	41,3	40,5	35,4	63,3	49,2	114,0
	0,30				2,1	19,5	32,1	0,8	12,2	30,0	34,1	34,0	30,2	54,9	43,5	104,0
1,5	0,03	0,10		2,0	2,7	24,4	40,1	0,9	15,2	36,7	41,0	40,3	38,4	70,5	56,6	131,0
	0,15	(0,26)			2,2	20,1	33,2	0,7	12,5	30,5	34,3	34,0	32,6	60,5	49,0	115,6
	0,50				1,2	11,4	19,3	0,4	7,1	17,7	20,4	20,6	20,3	38,6	32,4	80,4
3,0	0,03				2,7	24,8	40,6	0,9	15,5	37,2	41,7	41,0	39,1	71,8	57,4	132,5
	0,10				2,5	22,9	37,7	0,9	14,3	34,6	38,9	38,5	36,9	68,2	55,1	129,1
	0,50				1,5	14,4	24,8	0,5	9,0	22,8	26,5	27,0	26,7	51,4	43,2	107,2
1,5	0,03	2,0		2,0	2,7	24,4	40,1	0,9	15,2	36,7	41,0	40,3	37,0	66,2	51,9	120,3
	0,15	(2,8)			2,2	20,1	33,2	0,7	12,5	30,5	34,3	34,0	31,4	56,9	45,0	106,2
	0,50				1,2	11,4	19,3	0,4	7,1	17,7	20,4	20,6	19,6	36,2	29,8	73,8

* Die Werte in ( ) entsprechen den neuen in Tabelle 32 enthaltenen Bestimmungen

längenbereichen in mg cal/cm² min bei verschiedener Trübung.

0,95	1,05	1,18	1,35	1,45	1,60	1,85	2,25	2,75	Summe 1,5 mm	Summe 3,0 mm	Differenz log J_r gegen m_h $B = 0$	
											1,5 mm	3,0 mm
109,8	91,4	98,1	60,1	30,0	50,4	49,6	33,7	8,7	1006,9	992,0	0,0050	0,0049
101,6	85,5	92,9	57,5	29,0	48,9	48,5	33,3	8,6	929,0	916,1	,0400	,0399
85,3	73,5	81,8	51,8	26,4	45,2	45,5	31,7	8,3	777,5	768,2	,1173	,1159
110,4	91,9	98,7	60,4	30,2	50,7	49,8	33,9	8,8	1012,4	997,3	,0026	,0026
107,2	90,0	97,3	60,0	30,1	50,6	49,9	34,0	8,7	975,1	961,7	,0190	,0184
100,2	85,7	94,0	58,5	29,5	49,8	49,4	33,8	8,7	896,7	886,0	,0554	,0540
101,0	79,9	85,8	33,0	16,5	37,9	37,3	15,3	4,0	864,4	849,5	,0049	,0048
93,3	74,8	81,3	31,6	15,9	36,7	36,5	15,1	3,9	791,9	780,0	,0429	,0419
78,3	64,3	71,6	28,4	14,5	34,0	34,2	14,4	3,8	655,9	646,6	,1248	,1234
101,5	80,3	86,3	33,2	16,6	38,2	37,6	15,4	4,0	869,1	854,0	,0025	,0025
98,4	78,7	85,1	33,0	16,5	38,0	37,5	15,4	4,0	833,0	819,6	,0210	,0204
92,0	75,0	82,2	32,1	16,2	37,4	37,2	15,3	3,9	760,0	749,3	,0608	,0593
94,7	72,4	77,8	25,5	12,8	34,9	34,5	11,1	2,9	803,2	788,3	,0051	,0050
87,7	67,8	73,6	24,4	12,3	33,9	33,7	10,9	2,8	734,6	722,7	,0438	,0427
73,6	58,2	64,9	22,0	11,2	31,3	31,6	10,4	2,7	606,3	597,0	,1272	,1257
95,3	72,7	78,5	25,7	12,9	35,3	34,8	11,2	2,9	808,3	793,2	,0023	,0023
92,5	71,3	77,1	25,5	12,8	35,1	34,6	11,1	2,9	773,4	760,0	,0215	,0209
86,5	67,9	74,5	24,8	12,5	34,5	34,3	11,1	2,9	703,4	692,7	,0627	,0612
106,0	88,5	95,5	58,5	29,3	49,3	48,5	33,0	8,5	961,7	947,3	,0149	,0153
95,9	81,7	89,7	55,7	28,2	47,9	47,6	32,8	8,5	869,5	857,7	,0586	,0585
70,5	62,7	71,8	46,2	24,0	41,6	42,6	30,2	8,0	642,2	635,5	,1902	,1887
107,8	90,1	97,1	59,4	29,8	50,0	49,3	33,5	8,7	978,9	964,4	,0072	,0075
105,7	89,1	96,8	59,7	30,0	50,5	49,8	34,0	8,7	954,1	940,8	,0183	,0183
92,5	80,7	90,4	56,8	28,8	49,0	48,9	33,7	8,7	812,2	803,8	,0882	,0867
97,5	77,6	83,8	32,2	16,1	37,0	36,5	14,9	3,9	822,6	808,2	,0153	,0159
88,1	71,4	78,5	30,6	15,5	36,0	35,8	14,9	3,9	738,0	726,8	,0624	,0620
64,7	54,8	62,8	25,4	13,2	31,3	32,0	13,7	3,6	534,5	527,8	,2026	,2009

und sind bei der Berechnung an Stelle der Fowleschen Werte zu berücksichtigen.

Tabelle 31. J_{r2} *Strahlungsintensität in den einzelnen*

				λ =	0,61	0,63	0,65	0,61	0,63	0,65	0,67	0,69	0,71	0,74	0,78	0,85
				Filterdicke	1,5 mm			3,0 mm								
α	$m_h B$	$m_h w$*	m	$J_{m,w,B}$												
3,0	0,03	2,0	2,0		2,7	24,8	40,6	0,9	15,5	37,2	41,7	41,0	37,7	67,5	52,8	122,2
	0,10	(2,8)			2,5	22,9	37,7	0,9	14,3	34,6	38,9	38,5	35,6	64,1	50,6	118,6
	0,50				1,5	14,4	24,8	0,5	9,0	22,8	26,5	27,0	25,7	48,3	39,7	98,4
1,5	0,03	20,0	2,0		2,7	24,4	40,1	0,9	15,2	36,7	41,0	40,3	29,6	50,0	40,7	93,6
	0,15	(14,2)			2,2	20,1	33,2	0,7	12,5	30,5	34,3	34,0	25,1	42,9	35,3	83,2
	0,50				1,2	11,4	19,3	0,4	7,1	17,7	20,4	20,6	15,6	27,4	23,3	57,8
3,0	0,03				2,7	24,8	40,6	0,9	15,5	37,2	41,7	41,0	30,1	50,8	41,4	95,2
	0,10				2,5	22,9	37,7	0,9	14,3	34,6	38,9	38,5	28,4	48,4	39,7	92,9
	0,50				1,5	14,4	24,8	0,5	9,0	22,8	26,5	27,0	20,6	36,4	31,1	77,1
1,5	0,03	0,5	4,0		2,3	21,8	35,6	0,8	13,7	33,3	37,7	37,2	35,4	65,9	52,3	122,4
	0,30	(0,97)			1,5	14,1	23,4	0,5	8,8	21,9	25,2	25,3	24,6	46,7	38,0	92,5
	1,00				0,4	4,5	7,9	0,2	2,9	7,4	8,9	9,4	9,5	19,1	16,6	44,6
3,0	0,03				2,4	22,1	36,1	0,8	13,9	33,8	38,3	37,8	36,2	67,1	53,1	124,4
	0,30				1,7	16,2	27,2	0,6	10,1	25,5	29,5	28,0	29,1	55,3	45,1	109,9
	1,00				0,7	7,2	13,1	0,2	4,3	12,2	15,1	16,2	16,5	33,7	29,5	79,2
1,5	0,03	2,0	4,0		2,3	21,8	35,6	0,8	13,7	33,3	37,7	37,2	34,2	63,2	49,5	116,1
	0,30	(2,8)			1,5	14,1	23,4	0,5	8,8	21,9	25,2	25,3	23,8	44,7	35,0	87,7
	1,00				0,4	4,5	7,9	0,2	2,9	7,4	8,9	9,4	9,2	18,3	15,8	42,3
3,0	0,03				2,4	22,1	36,1	0,8	13,9	33,8	38,3	37,8	35,0	64,3	50,4	118,0
	0,30				1,7	16,2	27,2	0,6	10,1	25,5	29,5	28,0	28,1	53,0	42,8	104,2
	1,00				0,7	7,2	13,1	0,2	4,5	12,2	15,1	16,2	15,9	32,3	28,0	75,2
1,5	0,03	40,0	4,0		2,3	21,8	35,6	0,8	13,7	33,3	37,7	37,2	24,7	40,9	33,6	78,6
	0,30	(28,0)			1,5	14,1	23,4	0,5	8,8	21,9	25,2	25,3	17,2	29,1	24,4	59,4
	1,00				0,4	4,5	7,9	0,2	2,9	7,4	8,9	9,4	6,6	11,9	10,7	28,6
3,0	0,03				2,4	22,1	36,1	0,8	13,9	33,8	38,3	37,8	25,2	41,8	34,2	79,9
	0,30				1,7	16,2	27,2	0,6	10,1	25,5	29,5	28,0	20,3	34,4	29,0	70,6
	1,00				0,7	7,2	13,1	0,2	4,5	12,2	15,1	16,2	11,5	21,0	19,0	50,9

* Die Werte in ( ) entsprechen den neuen in Tabelle 32 enthaltenen Bestimmungen
Absorption durch CO_2 (vgl. Kap. III c, S. 307) ist in $m_h w$ inbegriffen, ebenso wurde die
tion mitberücksichtigt.

Wellenlängenbereichen in mg cal/cm² min bei verschiedener Trübung.

0,95	1,05	1,18	1,35	1,45	1,60	1,85	2,25	2,75	Summe 1,5 mm	Summe 3,0 mm	Differenz log J_r gegenüber $m_h B = 0$	
											1,5 mm	3,0 mm
99,0	78,8	85,0	32,7	16,3	37,6	37,0	15,2	3,9	838,9	824,4	0,0068	0,0073
97,1	78,0	84,7	32,8	16,5	37,9	37,4	15,4	4,0	814,3	801,2	,0197	,0197
84,9	70,6	79,1	31,2	15,8	36,8	36,7	15,2	3,9	680,5	672,1	,0977	,0960
75,8	54,0	58,2	16,9	8,4	29,6	29,2	5,1	1,4	641,0	626,6	,0144	,0148
69,0	49,7	54,6	16,4	8,3	29,0	28,8	5,1	1,3	572,5	560,7	,0635	,0631
50,7	38,1	43,7	13,6	7,0	25,2	25,8	4,7	1,3	407,1	400,4	,2116	,2093
77,1	54,8	59,1	17,2	8,6	30,2	29,7	5,2	1,4	651,6	637,1	,0072	,0076
76,0	54,3	58,9	17,5	8,8	30,5	30,1	5,3	1,4	628,7	615,4	,0238	,0238
66,5	49,1	55,0	16,7	8,5	29,6	29,6	5,3	1,4	521,1	512,7	,1044	,1019
100,8	82,9	89,8	41,6	20,9	40,9	40,3	22,5	5,8	856,1	844,2	,0147	,0146
79,8	65,0	72,9	36,6	18,7	37,3	37,7	21,6	5,7	666,6	658,8	,1233	,1222
43,1	38,4	46,8	25,1	13,5	28,2	30,1	18,3	5,0	369,4	366,9	,3797	,3765
102,5	84,2	91,2	42,4	21,2	41,6	41,0	22,9	5,9	869,6	858,3	,0079	,0074
93,8	75,9	83,8	41,3	20,9	41,1	40,9	23,1	6,0	768,8	759,9	,0624	,0602
74,1	63,7	74,1	37,8	19,5	39,1	39,6	22,7	5,9	587,8	583,6	,1780	,1749
95,4	76,5	82,8	32,0	16,1	37,0	36,5	15,0	3,9	792,8	780,9	,0151	,0150
75,7	62,8	70,5	28,2	14,4	33,8	34,1	14,3	3,8	618,3	610,5	,1231	,1219
40,8	37,1	45,2	19,4	10,4	25,5	27,2	12,1	3,3	337,7	335,4	,3858	,3820
97,0	77,8	84,1	32,6	16,4	37,6	37,1	15,2	3,9	806,1	794,0	,0079	,0078
88,9	73,3	80,9	31,8	16,1	37,2	37,1	15,3	3,9	715,2	706,3	,0599	,0586
70,3	61,5	71,6	29,2	15,1	35,4	35,9	15,0	3,9	541,6	537,5	,1806	,1772
64,7	42,3	45,7	14,5	7,4	27,8	27,4	2,6	0,7	545,5	533,6	,0156	,0154
51,3	34,8	39,0	12,8	6,6	25,4	25,6	2,5	0,6	418,2	410,4	,1310	,1294
27,7	20,5	25,0	8,8	4,7	19,1	20,4	2,1	0,6	217,8	215,5	,4143	,4092
65,7	44,1	46,8	14,8	7,5	28,2	27,8	2,7	0,7	555,8	543,7	,0075	,0072
60,3	40,6	44,8	14,5	7,3	27,9	27,8	2,6	0,7	483,4	474,5	,0681	,0664
47,6	34,0	39,6	13,3	6,9	26,5	26,9	2,6	0,7	352,8	348,7	,2049	,2001

und sind bei der Berechnung an Stelle der FOWLEschen Werte zu berücksichtigen. Die Absorption durch die A-Bande bei 0,78 μ schon in der Berechnung der Rayleigh-Extink-

Wert von $\alpha = 1{,}5$ entspricht. In Abb. 12 (bzw. Diagramm 12a) sind die Kurven für $\alpha = 1{,}5$ eingetragen sowie in größeren Abständen auch die Kurven für $\alpha = 0$ und $\alpha = 3$. Der Einfluß von $m_h B$ auf diese Reduktion zeigt sich in dem mit $m_h B$ wachsenden Aufspalten der Kurven für verschiedene α. Haben wir entlang der Kurve für $\alpha = 1{,}5$ auch für $\log J_{b2}$ die Reduktion auf $m = 2$ angenähert durchgeführt, so können wir im Hauptfeld aus C und E_0 die Werte α und $m_h B$ angenähert entnehmen. Weicht das gefundene α wesentlich von 1,5 ab, so kehren wir zum Punkt D zurück und gehen längs einer dem gefundenen Werte von α entsprechenden

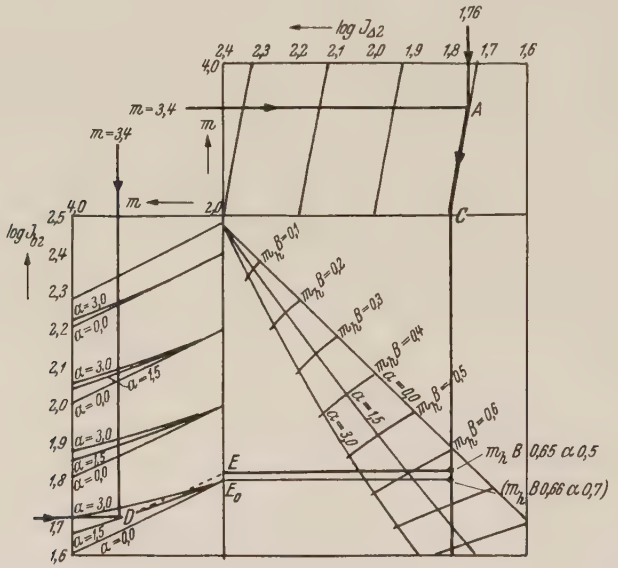


Abb. 12. Schema zur Bestimmung von α und $m_h B$ (vgl. Abb. 12a).

Kurve zu einem Punkt E, wobei der Kurvenzug mit genügender Genauigkeit abgeschätzt werden kann. Aus C und E finden wir die endgültigen Werte von α und $m_h B$. B ist in erster Linie eine Funktion der Summe $J_{b2} + J_{\Delta 2}$, damit wird die Bestimmung des Parameters B praktisch von der Bestimmung des Parameters α unabhängig. Es ist dies ein wesentlicher Vorzug des Parameters B gegenüber dem Parameter β in der ursprünglichen Ångströmschen Definition (13).

c) Die Bestimmung von $m_h w$ aus J_{r2}, α und $m_h B$ auf Grund der Berechnungen nach a).

Da im Bereich J_r die Rayleigh-Extinktion sehr klein ist, so können wir, wie das in (59a) für das Ozon geschah, einen nur mehr von der Luftmasse m abhängigen Faktor $10^{-\overline{k_1}}$ aus J_{r2} herausziehen, auch die selektive

O_2-Absorption wollen wir in $\overline{k_1}$ einbeziehen. Der Koeffizient k_{3b} enthält nur noch die Wasserdampf- und CO_2-Absorption; zur Abkürzung sprechen wir in der Folge jedoch nur von Wasserdampfabsorption. Es wird also:

$$J_{r2} = 10^{-\overline{k_1}} \cdot \sum_{1}^{n} J_0(\lambda) \cdot \frac{e_r}{F_r} \cdot 10^{-(k_2 + k_{3b}) \cdot \Delta\lambda} = 10^{-\overline{k_1}} \cdot J_{r3}. \qquad (59\,b)$$

Durch geeignete Umformung zerlegen wir J_{r3} in mehrere Faktoren; bei logarithmischer Schreibweise erhalten wir daher eine Summe. Bezeichnen wir den Logarithmus des Strahlungsverlustes durch Wasserdampfabsorption mit $\Delta \log J_r$, den Logarithmus des Strahlungsverlustes durch das Aerosol (zuzüglich 0,100) mit $-\log Q$, den Logarithmus der durch die Aufteilung bedingten Fehler mit $\log K$, den Logarithmus des Meßwertes mit $\log J_{r3}$ und setzen den Logarithmus der extraterrestrischen Strahlung (zuzüglich 0,100) mit 0,147 ein, so erhalten wir die zur Berechnung des Wasserdampfgehaltes notwendige Gleichung:

$$\Delta \log J_r = 0{,}147 + \log Q - \log J_{r3} + \log K. \qquad (60)$$

Damit ist der Weg zur Bestimmung von $m_h w$ aus den der Messung entnommenen Größen J_{r3}, α und $m_h B$ vorgezeichnet. Sind die Werte für α und $m_h B$ bestimmt, so können wir zunächst aus dem Diagramm Abb. 13 den Wert von $\log Q$ entnehmen. Dann bilden wir den rohen Wert für $\Delta \log J_r$ mit $K = 1$, mit diesem gehen wir in Abb. 13a unten ein und erhalten zusammen mit dem Wert von $m_h B$ den endgültigen Wert für $\Delta \log J_r$ mit einem mittleren Fehler von $\pm 0{,}002$, indem wir längs der Kurve bis zur Ordinate $m_h B$ hinauffahren; die Abszisse dieses Punktes ist der korrigierte Wert von $\Delta \log J_r$.

Auf Grund der Fowleschen [*43, 44*] Untersuchungen (vgl. Tabelle 12) könnte man aus $\Delta \log J_r$ direkt den Wasserdampfgehalt $m_h w$ längs des Weges, den die Strahlung durch die Atmosphäre zurücklegt, ermitteln. Es zeigte sich aber, worauf schon Hoelper [*74*] hingewiesen hat (vgl. Kapitel 1, d), daß die Fowleschen Werte der Wirklichkeit nicht entsprechen können. Aus dem Vergleich mit anderen Bestimmungsmethoden für den Wasserdampfgehalt (vgl. Kapitel II, f, 3) läßt sich eine, allen Messungen in Davos, Potsdam, Stockholm und Zürich gerecht werdende Beziehung finden, die wir in Tabelle 32 wiedergeben. Unter Benützung dieser Tabelle erhalten wir nun aus $\Delta \log J_r$ den Wert $m_h w$ und nach der Division durch m_h den über der Station liegenden Wasserdampfgehalt der Atmosphäre gemessen in Zentimeter niederschlagbarem Wasser (precipitable water).

Tabelle 32. *$\Delta \log J_r$ als Funktion von $m_h w$ in Zentimeter.*

$\Delta \log J_r$ . .	0,010	0,015	0,020	0,025	0,030	0,035	0,040	0,045	0,050
$m_h w$	0,095	0,12	0,145	0,18	0,22	0,28	0,34	0,42	0,52
$\Delta \log J_r$ . .	0,055	0,060	0,065	0,070	0,075	0,080	0,085	0,090	0,095
$m_h w$	0,62	0,74	0,88	1,06	1,24	1,50	1,75	2,02	2,30

$\Delta \log J_r$ ..	0,100	0,105	0,110	0,115	0,120	0,125	0,130	0,135	0,140
$m_h\, w$	2,70	3,00	3,35	3,75	4,15	4,5	4,9	5,35	5,8
$\Delta \log J_r$ ..	0,145	0,150	0,155	0,160	0,165	0,170	0,175	0,180	0,185
$m_h\, w$	6,2	6,6	7,1	7,6	8,2	8,8	9,4	10,0	10,5
$\Delta \log J_r$ ..	0,190	0,195	0,200	0,205	0,210	0,220	0,230	0,240	
$m_h\, w$	(11,1	11,9	12,6	13,4	14,3	16,2	18,4	20,9)	

d) Die graphische Bestimmung der Korrektionen zu den Werten $\log J_{b2}$, $\log J_{\Delta 2}$, $\log J_{r3}$.

An die aus der Messung nach Gl. (26) gewonnenen Werte J_1, J_2 und J_3 müssen, wie wir gesehen haben, mehrere Korrektionen angebracht werden, nämlich:

α) Auf die mittlere Filtertemperatur gemäß Gl. (28).

β) Auf den nach Linke [*19*] berechneten Wert der extraterrestrischen Strahlung in den Teilbereichen durch c_b, c_Δ und c_r gemäß (28).

γ) Auf die mittlere Sonnenentfernung durch S.

Außerdem sind die so korrigierten Werte noch mit Mittelwertsfaktoren zu multiplizieren, und zwar für:

δ) J_b mit $10^{\overline{k_3}}$ nach (57a) für die Ozon- und Wasserdampfabsorption.

ε) J_Δ mit $10^{\overline{k_3}}$ nach (58a) für die Ozonabsorption.

ζ) J_r mit $10^{\overline{k_{3a}}}$ nach (59a) für die Ozonabsorption und mit $10^{\overline{k_1}}$ nach (59b) für die Rayleigh-Extinktion und O_2-Absorption.

Mit den so korrigierten Werten kann in das Diagramm 12a bzw. in die Gl. (60) eingegangen werden. Die Korrektionen α und β werden multiplikativ ausgeführt, da die so erhaltenen Intensitäten J_b, J_Δ, J_r auch klimatologisch von Interesse sind (vgl. Kapitel II, f, 4); dagegen werden die folgenden Korrekturen γ bis ζ zweckmäßig additiv an den Logarithmen dieser Werte angebracht. Die Korrektion γ ist nur von der Jahreszeit abhängig und kann nach Linke [*19*, Tabelle 104] ausgeführt werden. Außer für die Wasserdampfabsorption in δ sind die Mittelwertsfaktoren nur von der geographischen Breite, der Jahreszeit und der Luftmasse m_h abhängig. Für die Ozonkorrektion können wir auf Grund von Tabelle 9 sowie 27 bis 31 für mittlere atmosphärische Verhältnisse (Rayleigh-Extinktion und $w = 1$ cm) einen Absorptionskoeffizienten k_{03} für verschiedenen Ozongehalt berechnen. Abb. 14 zeigt k_{03} als Funktion der Luftmasse m_h (mit Berücksichtigung der mittleren Höhe des Ozons von zirka 25 km [vgl. Tabelle 13]) mit dem Ozongehalt O_3 als Parameter. Tabelle 10 gibt uns nach Götz [*41*] den mittleren Ozongehalt für verschiedene Jahreszeiten und geographische Breiten. Damit können wir die Mittelwerte $\overline{k_3}$ bzw. $\overline{k_{3a}}$ für verschiedene Luftmassen m_h und Jahreszeiten für jeden Beobachtungsort berechnen. Für den Bereich J_b enthält $\overline{k_3}$ auch noch die Wasserdampfabsorption, sofern der Wasserdampfgehalt

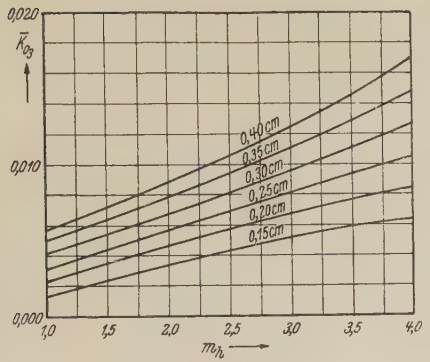


Abb. 14a. $\overline{K_{03}}$ für $\log J_{b1}$.

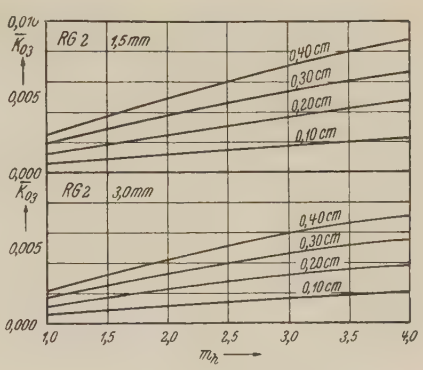


Abb. 14c. K_{03} für $\log J_{r1}$.

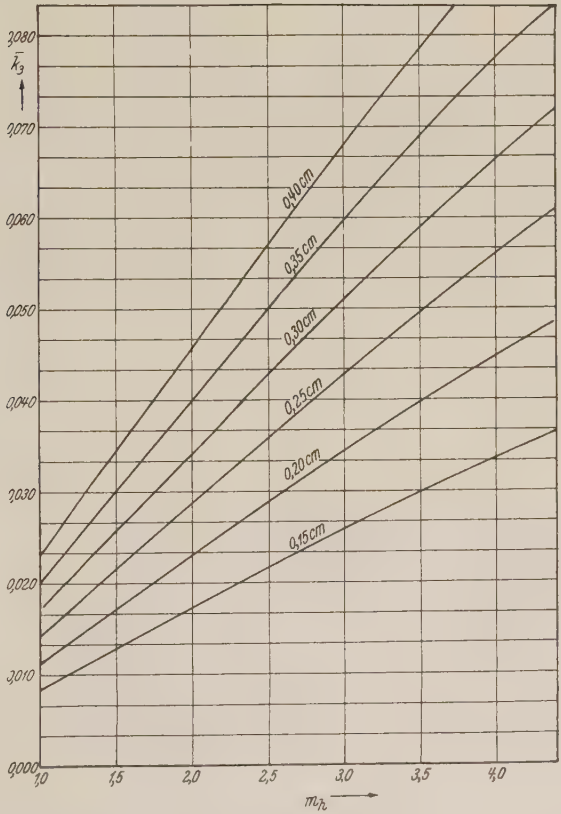


Abb. 14b. $\overline{K_3}$ für $\log J_{\Delta_1}$.

Abb. 14. Korrektionen für Ozonabsorption als Funktion der relativen Luftmasse m_h.

der Atmosphäre von $w = 1$ cm abweicht. Aus den Angaben von Tabelle 33 läßt sich ein Diagramm Abb. 15 für eine zum Ozonmittelwert k_{03} zu addierende Wasserdampfkorrektion berechnen mit m_h als Abszisse und w als Ordinate (es genügt hiezu, w nach HANN [75] aus dem Dampfdruck am Boden zu berechnen: $w = 0{,}25 \cdot Dd$ in mm Hg). Dieses Diagramm gilt für kleine Werte von $m_h B$. Für große Werte von $m_h B$ und $\alpha \neq 0$ ist diese Korrektion außer von m_h und w auch noch von α und $m_h B$ abhängig, wie sich aus Tabelle 27 zeigt. Daher ist für diesen Fall die

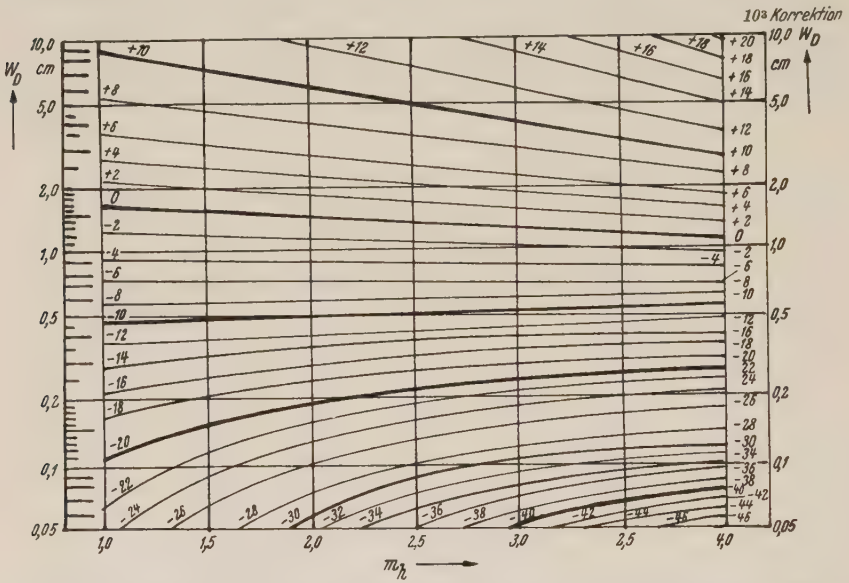


Abb. 15. Korrektion an $\log J_b$ für Wasserdampfabsorption nach (57a) als Funktion des Wasserdampfgehaltes w_D an der Station nach Formel (46) und der relativen Luftmasse m_h.

Korrektion Abb. 15 noch um Werte zu verbessern, die Tabelle 33 enthält. Diese zweite Korrektur kann demnach erst nach einer rohen Bestimmung von α, $m_h B$ und w angebracht werden und bedingt eine teilweise Wiederholung des Bestimmungsverfahrens.

Weiter enthält Tabelle 29 Mittelwerte für $\overline{k_1}$, die in ζ auftreten; diese Mittelwerte sind von der wahren Luftmasse m abhängig.

Die Korrektionen γ bis ζ sind, abgesehen von der Wasserdampfkorrektion bei J_{b1}, für den Beobachtungsort nur von der Jahreszeit und der Luftmasse abhängig. Wir können sie deshalb zusammenfassen und je ein Diagramm mit der Luftmasse als Ordinate und der Jahreszeit als Abszisse anfertigen, aus welchem sich leicht die Korrektion für jeden Tag und jede Luftmasse ablesen läßt. Als Beispiel stellen wir in Abb. 16 bis 18 die Diagramme von Davos dar. Dabei ist in Abb. 18 (wegen der Abhängigkeit der RAYLEIGH-Extinktion von der *wahren* Luftmasse) m als

Ordinate benützt, während in den Diagrammen 16 und 17 (wegen der Abhängigkeit der Absorption von der *relativen* Luftmasse) m_h als Ordinate verwendet wird.

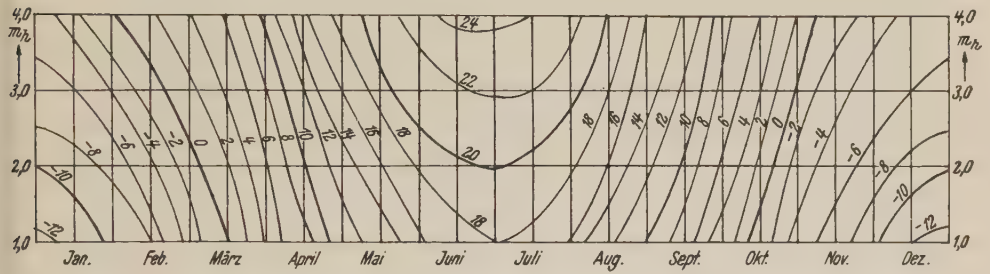


Abb. 16. Diagramm zur Korrektion von $\log J_{b1}$ auf mittlere Sonnendistanz S, für Ozonabsorption und mittlere Filtertemperatur, für Davos, als Funktion der *relativen* Luftmasse m_h.

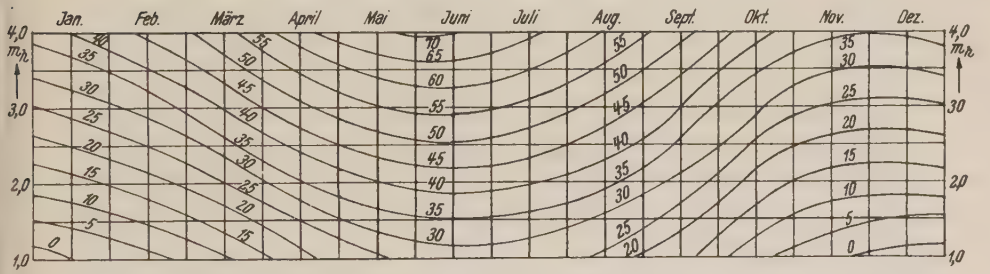


Abb. 17. Diagramm zur Korrektion von $\log J_{\Delta_1}$ auf mittlere Sonnendistanz S, für Ozonabsorption und mittlere Filtertemperatur, für Davos, als Funktion der *relativen* Luftmasse m_h.

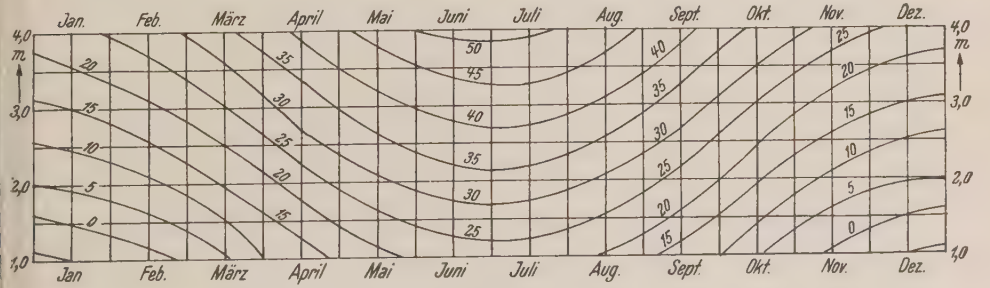


Abb. 18. Diagramm zur Korrektion von $\log J_{r1}$ auf mittlere Sonnendistanz S, für Ozonabsorption, für RAYLEIGH-Extinktion und mittlere Filtertemperatur, für Davos, als Funktion der *absoluten* Luftmasse m.

Tabelle 33. *Korrektionen b zu log J_b, wenn $w \neq 1$ cm und $m_h B > 0$ ist.*

Für $w < 1$ gelten negative Werte und für $w > 1$ positive Werte der Korrektionen $10^3 \cdot b$.

w negativ	w positiv	α	$m_h B$					
			0,10	0,20	0,30	0,40	0,60	0,80
0,24	—	0,5	3	6	10	13	24	41
0,34	7,0	0,5	2	5	8	9	16	28
0,40	5,0	0,5	2	4	6	8	12	18
0,85	2,5	0,5	1	2	3	3	5	7
0,24	—	1,5	5	11	17	28	56	—
0,34	7,0	1,5	4	9	13	20	39	—
0,40	5,0	1,5	4	7	10	16	28	40
0,55	4,0	1,5	2	5	8	12	19	27
0,85	2,5	1,5	2	3	4	7	13	18
0,24	—	3,0	7	14	23	34	85	—
0,34	7,0	3,0	6	11	17	25	56	—
0,40	5,0	3,0	5	9	14	21	36	48
0,55	4,0	3,0	4	7	11	15	25	35
0,85	2,5	3,0	2	4	7	10	14	20

e) Einfluß der Meßfehler auf die Bestimmung der Trübungsgrößen.

In welchem Maße die Meßfehler sich auch auf die Bestimmung der Trübungsgrößen auswirken, können wir direkt aus den Diagrammen entnehmen. Die bei der Meßserie (51) auftretenden Fehler werden im Kapitel IV, c angegeben.

f) Der Arbeitsplan zur Bestimmung der Trübungsgrößen α, B und w aus den Aktinometermessungen.

1. Messung der Sonnenintensität nach der Meßserie (51) oder (51a):

$$N\text{-}T\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}T\text{-}N\text{-}G\text{-}N\text{-}R\text{-}N\text{-}T\text{-}N \quad (51)$$

mittlere Meßzeit

$$N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}G\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}G\text{-}T\text{-}N\text{-}T\text{-}G\text{-}R\text{-}N\text{-}R\text{-}G\text{-}T\text{-}N, \quad (51a)$$

wo N die Nullage und T, G, R die Ablesungen bei Totalstrahlung, Gelbfilter und Rotfilter sind.

2. Multiplikation der Mittelwerte von T—N_t, G—N_g, R—N_r mit dem Eichfaktor des Instruments (vgl. Kapitel II, b); N_t, N_g, N_r sind die auf die Meßzeiten von T, G, R interpolierten Nullagen.

3. Berechnung der Werte J_G/F_g und J_R/F_r; F_g und F_r sind die Filterkonstanten nach (56).

4. Berechnung von $\left(J_T - \frac{J_G}{F_g}\right)$, $\left(\frac{J_G}{F_g} - \frac{J_R}{F_r}\right)$, $\frac{J_R}{F_r}$, die den Werten J_1, J_2, J_3 in (26) entsprechen.

5. Temperaturkorrektion auf mittlere Filtertemperatur nach (28).

6. Multiplikation mit den Korrektionsfaktoren c_b, c_Δ, c_r nach (28).

Hiemit sind J_b, J_Δ, J_r gewonnen, d. h. die Intensitäten, die zur Zeit der Messung in den durch die Filter bei 22° C ausgeschnittenen Wellenlängenbereichen geherrscht haben. Aus ihnen kann man nach (48) bis (50) mit Tabelle 28 die klimatologischen Werte J_{bkl}, $J_{\Delta kl}$ und J_{rkl} gewinnen.

7. Berechnung der Sonnenhöhe (falls sie nicht gemessen worden ist) nach Linke, Met. Taschenbuch, IV, Tab. 4ff (vgl. Kapitel I, e).

8. Bestimmung der relativen Luftmasse m_h nach Linke, Met. Taschenbuch IV, Tab. 105.

9. Berechnung der wahren Luftmasse $m = m_h \cdot \frac{b_H}{760}$; b_H = Luftdruck in mm Hg.

10. Bestimmung des Dampfdruckes Dd an der Station zur Zeit der Messung.

11. Bildung der Logarithmen: $\log J_b$, $\log J_\Delta$, $\log J_r$.

12. Korrektionen für Absorption und Sonnenentfernung an den Werten 11 nach den Diagrammen Abb. 15 bis 18 (Kapitel III, d).

Damit sind die Werte $\log J_{b2}$, $\log J_{\Delta 2}$, $\log J_{r3}$ gewonnen [vgl. (57a) bis (59b)].

13. Eingehen mit $\log J_{b2}$ und $\log J_{\Delta 2}$ in Diagramm 12a zur Bestimmung von α und $m_h B$.

14. Bestimmung von $\Delta \log J_r$ nach (60):

a) Man entnimmt $\log Q$ dem Diagramm Abb. 13 unter Benützung von α und $m_h B$ nach 13.

b) Berechnung des rohen Wertes von $\Delta \log J_r$ ohne $\log K$ nach (60).

c) Bestimmung des endgültigen Wertes von $\Delta \log J_r$ aus Abb. 13a mit $m_h B$ und $\Delta \log J_r$ aus b.

15. Eingehen in Tabelle 32 zur Bestimmung von $m_h w$ aus $\Delta \log J_r$ nach 14 c.

Da die Bestimmung von $m_h w$ aus einer einzigen Messung mit einem großen Fehler behaftet ist, der aus der Unsicherheit von α resultiert, so empfiehlt es sich, zur Bestimmung von $\log Q$ nach 14 a einen Mittelwert von α zu benützen (Tagesmittel bei mehr als zwei Messungen oder Monatsmittel bei Einzelmessungen), da sich α im allgemeinen im Laufe des Tages nur wenig ändert.

IV. Die Auswertung der verschiedenen Trübungsgrößen.

a) Die Trübungsfaktoren nach Linke.

Linke [*76*] hat 1921, um den Trübungszustand der Atmosphäre durch eine von der Sonnenhöhe unabhängige Größe charakterisieren zu können, den Trübungsfaktor T eingeführt.

Ist $J_{m,R}$ derjenige Anteil $q_R{}^m$ der Strahlung J_0, der durch eine Rayleigh-Atmosphäre von der Luftmasse m hindurchdringt, so gilt in engen Spektralbereichen die Gleichung:

$$J_{m,R} = J_0 \cdot q_R{}^m. \tag{61}$$

Linke [76] nimmt vorerst an, daß diese Formel mit einem zu vernachlässigenden Fehler auch auf die Totalstrahlung angewendet werden darf.

Ist J_m derjenige Anteil $q_R{}^{T' \cdot m}$ der Strahlung J_0, der durch die getrübte Atmosphäre hindurchdringt, so setzt Linke:

$$J_m = J_0 \cdot q_R{}^{T' \cdot m}. \tag{62}$$

Daraus folgt der Trübungsfaktor T' zu:

$$T' = \frac{\log J_m - \log J_0}{m \cdot \log q_R}. \tag{63}$$

Der Trübungsfaktor T' gibt somit an, wieviel Rayleigh-Atmosphären (von staubfreier, trockener Luft) vorhanden sein müßten, um eine Trübung zu erzeugen, die gleich groß ist wie die bestehende Trübung der staubhaltigen, feuchten Atmosphäre.

Da die Gl. (61) für die Totalstrahlung nicht erfüllt ist, wird in T' ein Tagesgang vorgetäuscht (virtueller Tagesgang). Linke sucht nun den virtuellen Tagesgang zu verkleinern, indem er an Stelle des *wirklichen* Trübungsfaktors T', der nach (63) berechnet wird, den *speziellen* Trübungsfaktor T einführt, der durch die Gleichung:

$$T = \frac{\log J_m - \log J_0}{m \cdot \log q_{R,m}} \tag{64}$$

definiert ist. Der Verschiebung des Schwerpunktes der Strahlungsintensität gegen größere Wellenlängen infolge der atmosphärischen Trübung wird dadurch Rechnung getragen, daß der Transmissionskoeffizient $q_{R,m}{}^m$ der reinen Atmosphäre für jede Luftmasse genau berechnet und nicht nach der Näherungsformel $q_R{}^m$ aus q_R gewonnen wird. Für die Werte von $q_{R,m}$ vergleiche Linke [19] Tabelle 129.

Wegen der einfachen Bestimmungsmöglichkeit hat der Trübungsfaktor T eine große Verbreitung gefunden. T zeigt von Ort zu Ort sehr starke Unterschiede und an vielen Orten läßt sich ein Jahresgang und eine Abhängigkeit von der Herkunft der Luftmasse beobachten. T wird deshalb auch als Hilfsmittel bei der Luftkörperbestimmung verwendet.

Nachdem die Schottschen Filtergläser OG 1 und RG 2 in die Aktinometrie Eingang gefunden haben, ergab es sich von selbst, daß außer dem Trübungsfaktor der Totalstrahlung T auch die Trübungsfaktoren T_R und T_K der einzelnen Bereiche (Rotstrahlung J_r und Kurzstrahlung J_k) bestimmt wurden, wobei mit Kurzstrahlung die Differenz zwischen Totalstrahlung und Rotstrahlung bezeichnet wird. Ist J_R die mit dem Rotfilter gemessene Intensität und F_r die Filterkonstante des Rotfilters, so gilt:

$$J_r = \frac{J_R}{F_r} \tag{65}$$

und

$$J_k = J_T - \frac{J_r}{F_r}. \tag{66}$$

$1/F_r$ setzt MÖRIKOFER [60] 1,20 für RG 2 3 mm und 1,15 für RG 2 1,5 mm,

Die Trübungsfaktoren der Kurzstrahlung und der Rotstrahlung werden häufig berechnet. Die Meßergebnisse des Gelbfilters J_G sind bis jetzt dafür noch nicht verwendet worden.

Bei T_R ist der virtuelle Tagesgang so stark, daß es sich als notwendig erwies, die Definition des Trübungsfaktors abzuändern, damit brauchbare Werte erhalten werden konnten. Zu diesem Zwecke führte SCHNEIDER [77] eine Neuberechnung der Trübungsfaktoren T nach der Gleichung:

$$J_m = J_0 \cdot q_{R,m}{}^T \cdot q_{ac} \tag{67}$$

durch, wo q_{ac} die Absorption durch 3,0 cm Wasserdampfgehalt berücksichtigt. Dadurch ließ sich der virtuelle Tagesgang vor allem bei T_R erheblich reduzieren. Diese Neuberechnung wurde in graphischer Darstellung veröffentlicht. Neuerdings sind die meisten Trübungsfaktoren an Hand dieser Tabellen bestimmt worden.

LINKE [18] (S. 270) hat diesen Gedanken weitergeführt und 1940 neue Trübungsfaktoren Θ, Θ_k und Θ_r eingeführt. Θ wird nach der Gleichung:

$$J_m = J_0 \cdot q_{r,m}{}^{\Theta} \cdot q_{m \cdot w} \tag{68}$$

berechnet, wo $w = 1$ cm Wasserdampfgehalt entspricht. Die Faktoren Θ, Θ_k, Θ_r zeigen bei den Mittelwerten keinen virtuellen Tagesgang mehr.

Will man die Trübungsverhältnisse von Stationen in verschiedener Meereshöhe miteinander vergleichen, so kann dieser Faktor T bzw. Θ nicht genügen. Bei gleichem Wert des Trübungsfaktors ist die Strahlung in der Höhe H größer als im Tiefland. FEUSSNER und DUBOIS [78] haben deshalb den projizierten Trübungsfaktor T_p eingeführt. T_p ist durch die Gleichung:

$$T_p = (T - 1) \cdot \frac{b_H \cdot \log q_{0,m}}{760 \cdot \log q_{u,m}} + 1 \tag{69}$$

definiert, wo

b_H der Luftdruck in *mm* Hg an der Station in der Meereshöhe H,

$q_{0,m}$ der Transmissionskoeffizient der Rayleigh-Atmosphäre beim Luftdruck b_H,

$q_{u,m}$ der Transmissionskoeffizient der Rayleigh-Atmosphäre in Meereshöhe ist.

Der projizierte Trübungsfaktor T_p ist nur bei speziellen Untersuchungen berücksichtigt worden.

Außerdem hat LINKE noch den partiellen Trübungsfaktor $\overline{T}$ eingeführt, der die Trübungsverhältnisse einer beidseitig begrenzten Luftschicht H—h charakterisiert. Ist T_B der Trübungsfaktor in der Höhe H mit dem Druck b_H und dem Transmissionskoeffizienten $q_{m,H}$ der RAYLEIGH-Atmosphäre und T_b der Trübungsfaktor in der Höhe h mit dem

Druck b_h und dem Transmissionskoeffizienten der Rayleigh-Atmosphäre $q_{m,h}$, so gilt weiterhin nach Lauscher [79]:

$$\overline{T} = \frac{T_B \cdot \log q_{m,H} - T_b \cdot \log q_{m,h}}{\log q_{m,H} - \log q_{m,h}}. \tag{70}$$

Messungen, aus welchen sich Werte des Trübungsfaktors $\overline{T}$ bestimmen lassen, sind nur wenige ausgeführt worden.

Trotz der vielfachen Verbesserungen, die der Linkesche Trübungsfaktor T erfahren hat, kann er nicht ganz befriedigen. Der Trübungsfaktor ist lediglich ein empirisches Maß und gibt uns keine Auskunft über den Charakter der Trübung.

b) Der Trübungskoeffizient β nach Ångström und der Wasserdampfgehalt w der Atmosphäre.

A. Ångström [1] hat 1929 in Analogie zum Rayleighschen Ansatz (8) und auf Grund der Registrierungen mit Spektrobolographen sowie der Untersuchungen Lundholms [29] an Metalloxydstaub den Ansatz (13) zur Darstellung des Extinktionskoeffizienten k_2 des Aerosols als Funktion der Wellenlänge λ gefunden, und er gibt für die gesamte Extinktion durch die Atmosphäre die Gleichung:

$$J(\lambda) = J_0(\lambda) \cdot e^{-m \cdot a \lambda^{-4} - m \cdot \beta \cdot \lambda^{-\alpha}} - f(w), \tag{71}$$

wo a der Extinktionskoeffizient der Rayleigh-Atmosphäre und α der Exponent der Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion durch das Aerosol bedeuten. $f(w)$ ist der Strahlungsverlust durch Wasserdampf.

Wie Ångström [80] in einer zweiten Arbeit feststellt, ist der Exponent α im Durchschnitt so wenig veränderlich, daß es genügt, für α den Mittelwert 1,3 einzusetzen. Daraus folgt:

$$J(\lambda) = J_0(\lambda) \cdot e^{-m \cdot a \cdot \lambda^{-4} - m \cdot \beta \cdot \lambda^{-1,3}} - f(w). \tag{72}$$

Da sich unter der Voraussetzung $\alpha = 1{,}3$ der Trübungskoeffizient aus der Strahlung im Bereiche J_k [vgl. (66)] berechnen läßt, steht der Trübungskoeffizient β in einer sehr engen Beziehung zum Linkeschen Trübungsfaktor T_k. Aus β, $\alpha = 1{,}3$ und J_r [vgl. (65)] kann auch der Strahlungsverlust $f(w)$ durch die Wasserdampfabsorption berechnet werden. Der Wasserdampfgehalt w der Atmosphäre in Zentimeter ausscheidbaren Wassers läßt sich nach Fowle [43, 44] aus $f(w)$ berechnen. Hoelper [54], Kimball [55] u. a. haben nach dieser Methode β und w aus Aktinometermessungen bestimmt. Die außerordentlich starke Streuung der aus den Aktinometermessungen berechneten Werte gegenüber jenen Werten, die sich nach Humphrey und Hann [75] aus dem Bodendampfdruck Dd ergeben, führen Hoelper und Kimball dazu, die Fowlesche Beziehung unter Berücksichtigung der mittleren Trübungsverhältnisse im Tiefland neu zu berechnen. Die übrigbleibende Streuung hält Kimball für reell. In seiner Arbeit von 1939 vergleicht Hoelper [74] die Ergebnisse der Wasserdampfbestimmungen w_H nach der Formel (72)

und der abgeänderten Fowlesschen Beziehung (Met. Taschenbuch, IV, Tab. 115c) sowohl mit den Werten von w_D nach der Hannschen Formel $w_D = 0{,}25 \cdot Dd$ als auch mit den Werten w_A, die aus Flugzeugaufstiegen berechnet wurden. w_D und w_A stimmen bei einer starken Streuung der Einzelwerte im wesentlichen miteinander überein, während die aus den Aktinometermessungen bestimmten Werte w_H systematisch von w_A abweichen. Auch Failletaz [*81*] findet in der Wüste bei acht Sondenaufstiegen nur ein einziges Mal Übereinstimmung zwischen w_A und w_H und schließt daraus, daß die vereinfachte Ångströmsche Formel (72) im Wüstengebiet nicht gültig ist. Hoelper und Failletaz suchen die Ursache, daß der vereinfachte Ångströmsche Ansatz versagt, hauptsächlich darin, daß in Wirklichkeit $\alpha \neq 1{,}3$ ist.

Hoelper [*74*] führt eine komplizierte empirische Korrektionsmethode ein, mit welcher es ihm gelingt, in Potsdam die Tagesmittel von w_H mit den Werten von w_A bei einem mittleren Fehler von zirka $\pm 20\%$ von w_A in Übereinstimmung zu bringen.

Da es bisher noch nicht in überzeugender Weise gelungen ist, die erwähnten Mängel der ausschließlich mit einem konstanten Exponenten $\alpha = 1{,}3$ arbeitenden, vereinfachten Ångströmschen Methode zu beheben, hat diese noch keine große Verbreitung gefunden.

c) Die Trübungsgrößen α, B und w.

Wir haben auf Grund der im ersten Kapitel dargelegten Tatsachen gefunden, daß sich die gemessene Strahlungsintensität

$$J_i = \int_0^\infty J(\lambda) \cdot e_i(\lambda) \cdot d\lambda, \qquad \text{wo } e_i(\lambda)$$

die Empfindlichkeitsfunktion des Instrumentes ist, aus der Intensität $\int_0^\infty J_0(\lambda) \cdot d\lambda$ der extraterrestrischen Strahlung durch den Ansatz:

$$S \cdot \int_0^\infty J(\lambda) \cdot e_i(\lambda) \cdot d\lambda = \int_0^\infty J_0(\lambda) \cdot e_i(\lambda) \cdot 10^{-(k_1 + k_2 + k_3)} \cdot d\lambda \qquad (4)$$

darstellen läßt.

Hierin ist: $k_1 = m \cdot a \cdot \lambda^{-4{,}05}$ die Rayleigh-Extinktion (12),
$k_2 = m_h \cdot B\,(2\,\lambda)^{-\alpha}$ die Extinktion durch das Aerosol (mit einer Korrektion für kleine $m_h\,B$) (17),
$k_3 = f(m, m_h, O_3, CO_2, O_2, w)$ die selektive Absorption,
S = die Reduktion auf mittlere Sonnenentfernung,
m = die absolute, m_h die relative Luftmasse (23),
B = der dekadische Trübungskoeffizient,
α = der Exponent der Wellenlängenabhängigkeit von k_2,
w = der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre in Zentimeter ausscheidbaren Wassers,
O_2, O_3 und CO_2 = der Gehalt der Atmosphäre an übrigen absorbierenden Gasen.

Wir bestimmen den Trübungskoeffizienten B und den Exponenten α aus k_2 und den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre aus k_3.

Der Trübungskoeffizient B steht mit dem Trübungskoeffizienten β des vereinfachten Ångströmschen Ansatzes (72) in der Beziehung:

$$B = M \cdot \beta \cdot 2^{1,3} = \beta \cdot 1{,}07, \tag{73}$$

wo $M = 0{,}4343$ der Modul der Briggschen Logarithmen ist.

Numerisch unterscheidet sich somit B kaum von β, der Unterschied der beiden Größen darf, sofern bei der Berechnung von β auf die Ozonabsorption Rücksicht genommen wird (vgl. Hoelper [*74*]), bei den meisten Vergleichungen vernachlässigt werden, da infolge der vereinfachten Berechnungsweise von β diese Werte sowieso ungenau sind.

In erster Annäherung läßt sich B auch mit dem Linkeschen Trübungsfaktor T_k für Kurzstrahlung vergleichen. Es gilt die Beziehung:

$$B = 0{,}094\,(T_k - 1) \cdot \frac{m}{m_h}. \tag{74}$$

Die Beziehung zum projizierten Trübungsfaktor $T_{p,k}$ nach Feussner und Dubois [*78*] ist noch einfacher, es gilt:

$$B = 0{,}094\,(T_{p,k} - 1). \tag{75}$$

Zum partiellen Trübungsfaktor $\overline{T}_k$ der Luftschicht zwischen den Höhen H und h mit den Trübungskoeffizienten B_H und B_h besteht die sehr einfache Beziehung:

$$(B_H - B_h) = 0{,}094\,(\overline{T}_k - 1). \tag{76}$$

Eine wertvolle Eigenschaft des Trübungskoeffizienten besteht darin, daß er keinen virtuellen Tagesgang mehr hat, da in der Berechnung von B alle, die Strahlung merklich schwächenden Faktoren bereits berücksichtigt sind.

Der Betrag des Trübungskoeffizienten B läßt sich, da er fast nur von $J_k = J_b + J_\Delta$ abhängt, mit einem mittleren Fehler von $\pm 0{,}002$ bei schwacher und von $\pm 0{,}005$ bei starker Trübung bestimmen; dies bedeutet einen Fehler von zirka 0,5% der Strahlungsintensität J_k bei schwacher und von zirka 1% bei starker Trübung. Sind alle Konstanten nach den Vorschriften in Kapitel II bestimmt, so bringen Neubestimmungen über die extraterrestrischen Strahlungsverhältnisse keine Veränderung in der Bestimmung von B mit sich.

Der Exponent α läßt sich bei starker Trübung zuverlässig bestimmen, bei geringer Trübung ist er dagegen sehr unsicher, wie aus Tabelle 34 hervorgeht.

Tabelle 34. *Mittlere Fehler $\delta\alpha$ von α bei verschiedenen Trübungsverhältnissen.*

$m_h\,B$	0,02	0,05	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80
$m = 2{,}0$	0,90	0,36	0,17	0,09	0,08	0,08	0,08
$m = 4{,}0$	1,20	0,48	0,22	0,12	0,10	0,10	0,10

Der Betrag von α gibt uns einen qualitativen Aufschluß über die Größenordnung ϱ der Teilchen, die den Hauptanteil an der Extinktion des Aerosols bilden und in Verbindung mit B auch über die Anzahl derselben. In Tabelle 35 stellen wir die Werte von ϱ und des Extinktionskoeffizienten des Einzelteilchens zusammen, wie sie sich aus der Mieschen Theorie einerseits und aus den Untersuchungen v. d. Bornes anderseits ergeben (vgl. Tabelle 2, 3 und 6).

Tabelle 35. *Mittlere Teilchengröße ϱ und Extinktionskoeffizient k eines Teilchens pro cm² als Funktion des Exponenten α nach* Mie *und* v. d. Borne. (Mie für $n = 4/3$.)

$\alpha =$	0,0	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0
ϱ (Mie) $\lambda = 0{,}5\,\mu$	$0{,}5\,\mu$	$0{,}37\,\mu$	$0{,}30\,\mu$	$0{,}22\,\mu$	$0{,}16\,\mu$	$0{,}11\,\mu$	$0{,}02\,\mu$
ϱ (v. d. Borne)	$2{,}5\,\mu$	$0{,}8\,\mu$	$0{,}50\,\mu$	$0{,}25\,\mu$	$0{,}15\,\mu$	$0{,}06\,\mu$	$0{,}01\,\mu$
$10^{12} \cdot k$ (Mie).....	12,3	6,2	3,1	2,4	0,35	0,06	0,00
$10^{12} \cdot k$ (v. d. Borne)	39,1	2,8	0,6	0,045	0,0013	0,00006	0,00

Diese Werte sind, wie im Kap. I c gezeigt wird, mit großem Vorbehalt aufzunehmen.

Als dritte Trübungsgröße bestimmen wir den Wasserdampfgehalt w der Atmosphäre. Der mittlere Fehler δr_2 der Bestimmung des Strahlungsverlustes $\Delta \log J_r$ durch die Absorption des Wasserdampfes ist durch die Werte der Tabelle 36 gegeben.

Tabelle 36. *Mittlerer Fehler $\delta r_2 \cdot 10^3$ des Strahlungsverlustes $\Delta \log J_r$ durch Wasserdampf.*

$m_h B$	$m = 2$						$m = 4$					
	$\alpha = 0{,}0$	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	$\alpha = 0{,}0$	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0
0,025	11	8	6	4	3	2	17	12	8	6	4	3
0,050	11	7	5	4	3	2	14	10	7	5	4	3
0,100	11	8	5	4	3	2	14	10	7	5	4	3
0,200	13	8	6	4	3	2	17	11	8	5	5	3
0,400	22	15	10	7	6	3	28	19	12	9	7	4
0,600	34	22	15	12	9	5	42	28	19	15	11	6
0,800	46	29	21	15	11	8	58	36	26	18	13	9

Mit Hilfe von Tabelle 32 läßt sich aus Tabelle 36 ermitteln, daß der mittlere Fehler von w bei $\alpha = 1{,}0$ und $m_h B = 0{,}30$ mit $m_h w$ variiert; für $m_h w = 1{,}0$ cm beträgt er $\pm 20\%$, für $m_h w = 3{,}0$ cm $\pm 15\%$ und für $m_h w = 5{,}0$ cm bloß $\pm 10\%$.

Den in diesem Abschnitt mitgeteilten Fehlern haftet eine Unsicherheit von zirka $\pm 30\%$ an; doch bestätigt die Auswertung, daß die mittleren Fehler von der in Tabelle 34 und 36 angegebenen Größenordnung sind.

Wird an Stelle des Filters RG 2 das Filter RG 8 verwendet, dessen kurzwellige Abfallkante bei zirka 0,67 μ liegt, so lassen sich die Fehler von α um zirka 30% und diejenigen von w um zirka 50% reduzieren, da die Differenz zwischen J_G und $J_{RG\,8}$ wesentlich größer ist als J_Δ, und da $J_{RG\,8}$ weniger von der Staubtrübung und gleichzeitig prozentual stärker von der Wasserdampfabsorption abhängig ist als J_r.

Der Einfluß der mitgemessenen Himmelsstrahlung aus der unmittelbaren Sonnenumgebung auf die Meßergebnisse ist in den Fehlerangaben nicht berücksichtigt.

Aus Messungen von Instrumenten mit einem Öffnungswinkel $2\gamma > 2°$ erhalten wir die von α und B etwas abweichenden Werte α' und B' der Trübungsgrößen.

d) Die praktische Anwendung der Trübungsgrößen.

Im folgenden soll an einigen Beispielen gezeigt werden, wie die Trübungsgrößen im laufenden Beobachtungsdienst, in der Klimatologie und für vielerlei Spezialuntersuchungen verwendet werden können.

1. Die Himmelsstrahlung in Sonnennähe.

Im allgemeinen werden Aktinometer mit einem großen mittleren Öffnungswinkel 2γ verwendet (z. B. Bimetallaktinometer Michelson), es finden aber auch andere Aktinometer (z. B. Davoser Pyrheliograph) mit einem kleinen Öffnungswinkel $2\gamma < 2°$ Verwendung.

Aus dem Vergleich von 98 gleichzeitigen Messungen vom Sommer 1945 ergibt sich für Davos zwischen der Totalstrahlung J_{TM} gemessen mit Michelson Nr. 5100 und der Totalstrahlung J_{TP} gemessen mit dem Pyrheliographen folgende Beziehung:

$$J_{TM} = J_{TP}\,(1 + 0{,}23 \cdot m_h \cdot B) \tag{77}$$

$$\text{bzw. } J_{TM} = J_{TP}\,(1 + 0{,}265\, m_h \cdot B'), \tag{78}$$

wo B der Trübungskoeffizient, bestimmt mit dem Pyrheliographen, und B' der Trübungskoeffizient, bestimmt mit dem Michelson-Aktinometer, ist. In einem Vergleich aus früheren Messungen (1935/36) wurde bei $m_h B' \leqq 0{,}15$ die Beziehung:

$$J_{TM} = J_{TP}\,(1 + 0{,}295\, m_h B') \tag{78a}$$

gefunden. Aus (77) und (78) können wir B als Funktion von B' berechnen und finden:

$$B = 1{,}15 \cdot B'. \tag{79}$$

Daraus ergibt sich die erstaunliche Feststellung, daß nach den Davoser Messungen zirka 15% der durch das Aerosol gestreuten Strahlung als Himmelsstrahlung aus der Sonnenumgebung im Michelson Nr. 5100 zur direkten Sonnenstrahlung hinzu gemessen wird (vgl. Kapitel II, c).

Gegenüber den Beziehungen (77) und (78) werden in den Einzelfällen große Abweichungen gefunden. Wir finden in 32% aller Fälle eine Abweichung, die $\pm 1\%$ und einmal sogar 3% von J_{TM} überschreitet. Diese Abweichungen zeigen aber eine Beziehung zur Himmelsfarbe in Sonnennähe und sind wahrscheinlich zum größten Teil reell, indem für ein gegebenes B mit zunehmender Aufhellung der Sonnenumgebung das Verhältnis J_{TM}/J_{TP} anwächst, mit Dunklerwerden der Sonnenumgebung dagegen abnimmt; sie rühren davon her, daß das ganz grobe Aerosol, das die Sonnenumgebung am meisten aufhellt, die Messungen von Instrumenten mit großem Öffnungswinkel kaum beeinflußt (vgl. S. 272/273).

Nach Blumer [*33*] ist die Himmelsstrahlung in Sonnennähe vor allem von den großen Teilchen im Aerosol abhängig. Wir können daher nur dann eine enge Korrelation zwischen den Exponenten α und α' nach Pyrheliograph und Michelson-Aktinometer einerseits und 2γ anderseits erwarten, wenn zwischen dem Anteil der großen Teilchen am Aerosol und α eine enge Beziehung besteht.

Wegen der geringen Trübung, die in Davos herrscht, läßt sich aus Bestimmungen mit dem Pyrheliographen einerseits und dem Michelson-Aktinometer anderseits keine eindeutige Beziehung zwischen α und α' festlegen. Die bei unseren Berechnungen gefundene Beziehung:

$$\alpha = 1{,}15 \cdot \alpha'$$

läßt sich schon durch einen Fehler von der Größenordnung 1% an einem der Korrektionsfaktoren c_b oder c_Δ bei einem der beiden Instrumente erklären.

Bei mäßiger Trübung kann bei Werten von $\alpha \leqq 1$ fast immer eine Aureole beobachtet werden. Anderseits kann die Sonnenumgebung auch bei sehr starker Trübung ($m_h B = 0{,}700$) noch hellblau sein, wenn $\alpha \geqq 2$ ist. Dies beweist, daß zwischen α und der Häufigkeit der großen Partikel eine gewisse Beziehung besteht.

2. Vergleich des Trübungskoeffizienten B' mit den Trübungskoeffizienten β bzw. β^+ und dem Trübungsfaktor T_k für die Kurzstrahlung.

Nach Formel (73) (Kapitel IV, c) ist $B' = 1{,}07 \cdot \beta$.

Aus den von Hoelper [*74*] veröffentlichten Messungen von Potsdam 1936 folgt im Mittel von 165 Werten:

$$B' = (1{,}02 \pm 0{,}14) \cdot \beta.$$

Die große Streuung zwischen β nach Hoelper und B' ist auf die stark vereinfachte Berechnungsweise von β zurückzuführen. β zeigt gegenüber B' einen virtuellen Tagesgang mit einem Maximum am Mittag. Hoelper hat auch die nach seiner Korrektionsmethode verbesserten Werte β^+ für fünf Tage veröffentlicht. In Abb. 19 sehen wir, daß β^+ noch viel stärker und unregelmäßiger von B' abweicht als β; auch

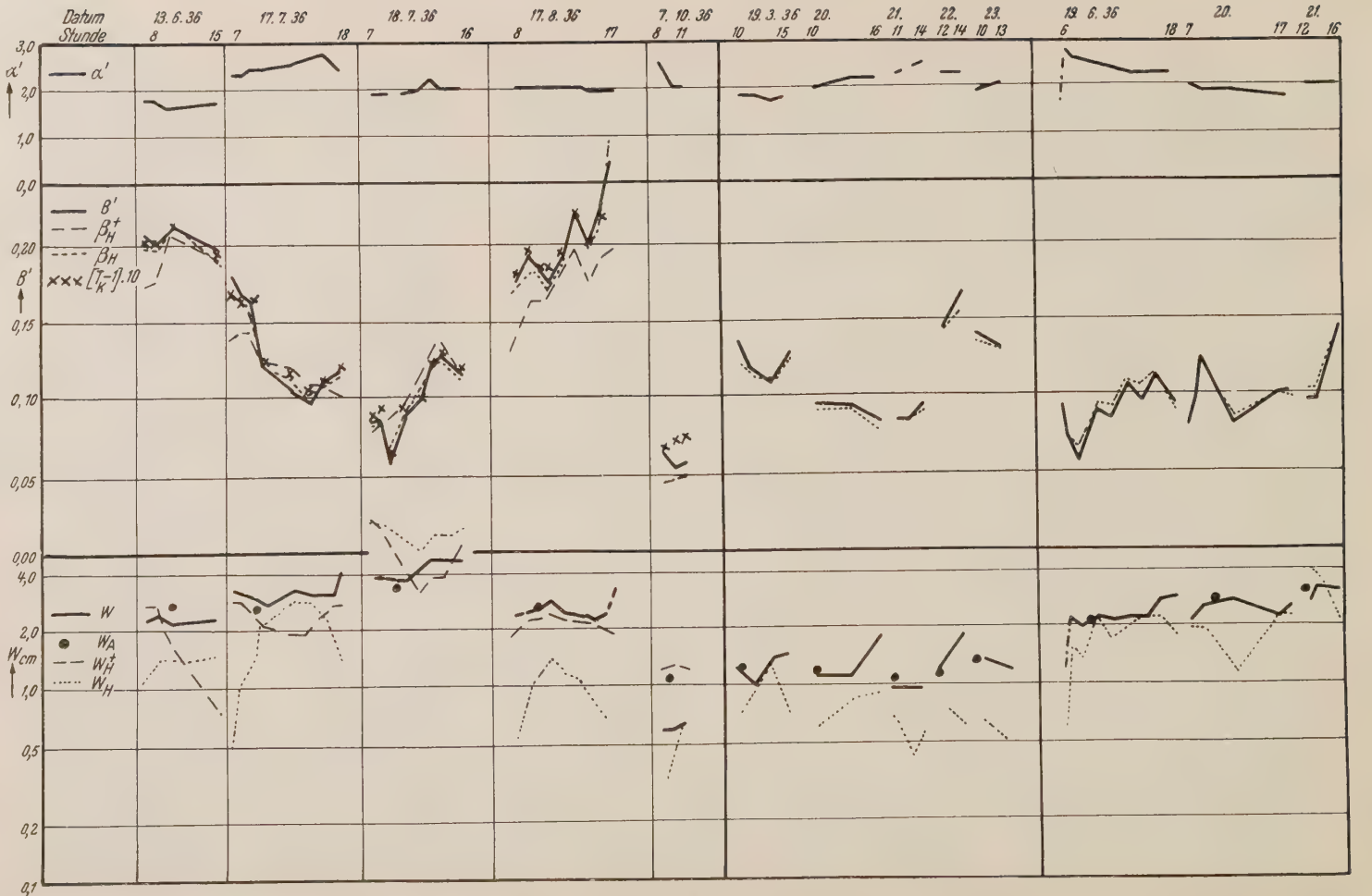


Abb. 19. Tagesgang der Trübungsgrößen α', B', w, verglichen mit β_H, $\beta_H{}^+$, w_H, $w_H{}^+$ nach HOELPER, mit (T_K-1) . 10 nach LINKE und mit w_A nach Flugzeugaufstiegen.

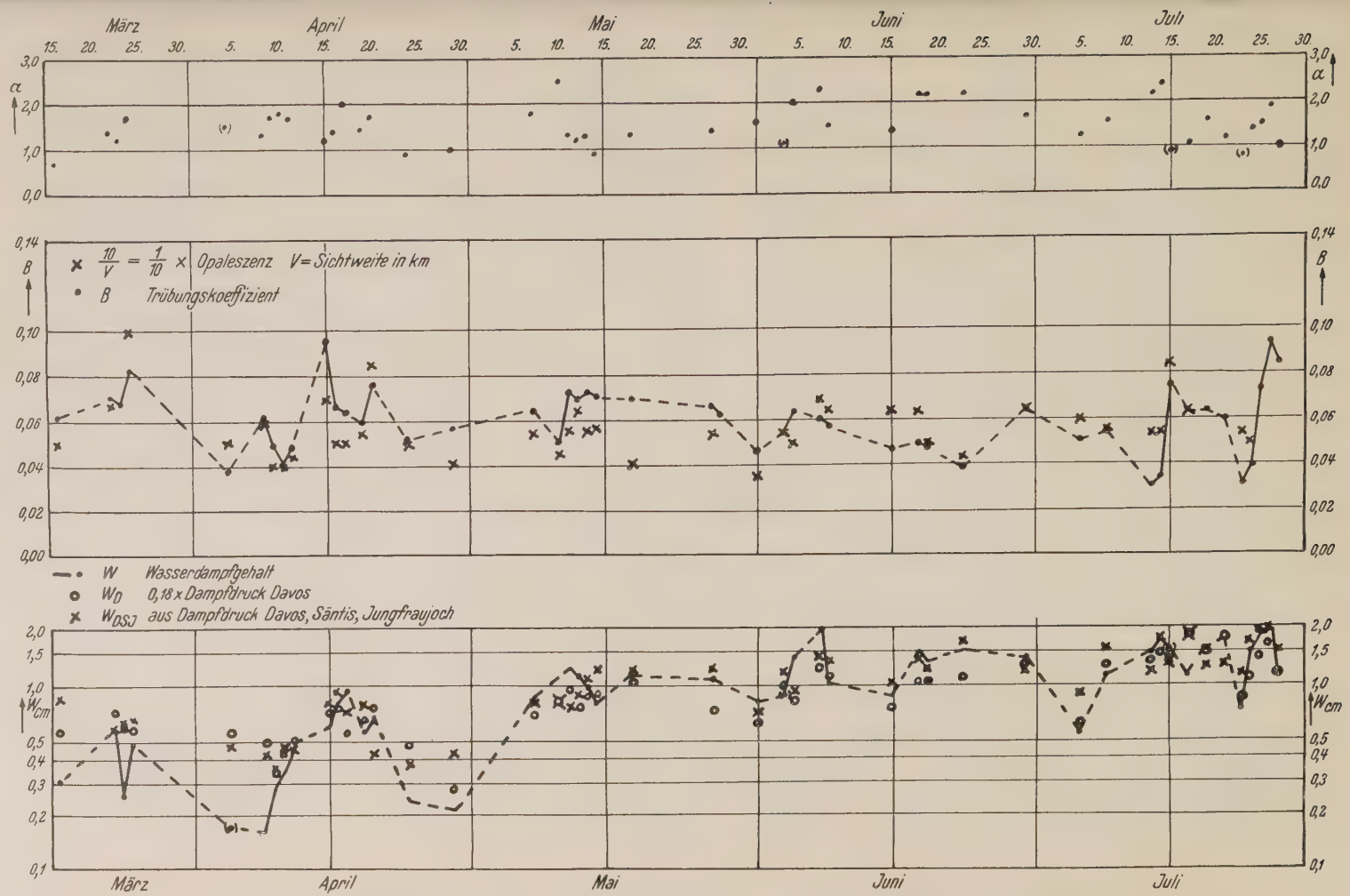


Abb. 20. Zeitlicher Verlauf von α, B, $10/V$, w, w_D, w_{DSJ} in Davos, März bis Juli 1945.

der virtuelle Tagesgang von β^+ scheint größer zu sein als derjenige von β. Die Berechnung von β^+ bringt somit gegenüber β keine Verbesserung.

Aus 81 Werten des gleichen Materials folgt (bei $T_k = T_{p,k}$) die Beziehung zwischen B' und dem (projizierten) Linkeschen Trübungsfaktor für Kurzstrahlung [berechnet nach Schneider; vgl. (75)]:

$$B' = (0{,}094 + 0{,}006) \cdot (T_{p,k} - 1), \quad B' > 0{,}03.$$

Diese Beziehung gilt auch für Davos (19 Werte mit $B' > 0{,}03$). Wie wir sehen, ist zwischen B' und $T_{p,k}$ die Übereinstimmung wesentlich besser als zwischen B' und β. Bei geringer Trübung $B' = 0{,}03$ gilt die Beziehung (75) nicht mehr, besonders weil in $T_{p,k}$ im Gegensatz zu β und B' die Absorption durch Ozon auch als Trübung gewertet ist.

3. Vergleich des Trübungskoeffizienten B bzw. B' mit den Sichtbeobachtungen.

Die Sicht V wird in Davos nach der Methode von Bergeron [*82*] bezogen auf geeignete Sichtmarken in 12 km Horizontaldistanz bestimmt. Die Sichtbeobachtung berücksichtigt nur die Trübung in der untersten Schicht, während der Trübungskoeffizient die Trübung der gesamten Atmosphäre erfaßt.

In Abb. 20 sind im Mittelfeld die Tagesmittel des Trübungskoeffizienten B und der reziproken Sichtweite $100/V$ (Opaleszenz) aufgezeichnet. Dabei zeigt der Trübungskoeffizient B einen weitgehend parallelen Verlauf zur Opaleszenz. Wenn die Sicht gut und gleichzeitig der Trübungskoeffizient groß ist, z. B. 18. Mai 1945, so herrscht offenbar in der Höhe eine abnorm starke Trübung; anderseits beobachten wir eine schlechte Sicht bei geringer Trübung meistens zusammen mit einer starken Bodeninversion.

Somit bestätigt ein Vergleich mit den Sichtbeobachtungen, daß der Trübungskoeffizient bei normaler Schichtung der Atmosphäre ein geeignetes Maß für die sichtbare Trübung darstellt.

4. Vergleich des Wasserdampfgehaltes w mit den Bestimmungen w_H bzw. $w_H{}^+$ nach Hoelper und mit w_A berechnet aus Flugzeugaufstiegen.

Der nach Hoelper berechnete Wasserdampfgehalt w_H der Atmosphäre zeigt, wie wir in Abb. 19 sehen, einen starken, virtuellen Tagesgang, wobei mittags je nach der Art der Trübung das Maximum oder das Minimum des virtuellen Tagesganges eintritt. Aus w_H läßt sich kaum ein Schluß auf den wirklichen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre ziehen. Trotzdem veröffentlicht Hoelper [*74*] in erster Linie die Werte w_H von mehreren Stationen. Nur in einigen Beispielen und in einer graphischen Darstellung gibt er die nach seiner Korrektionsmethode bestimmten Werte $w_H{}^+$ von Potsdam bekannt. Wie wir aus den Beispielen, die er numerisch veröffentlicht hat, in Abb. 19 sehen, stimmt $w_H{}^+$ wesentlich

besser mit den Ergebnissen der Aufstiege w_A überein als w_H. Trotzdem tritt aber z. B. am 17. Juli und am 18. Juli 1936 noch ein starker virtueller Tagesgang von $w_H{}^+$ mit einem Minimum am Mittag hervor.

Die von uns berechneten Werte w zeigen demgegenüber nach Tabelle 37 keinen virtuellen Tagesgang mehr; damit ist nachgewiesen, daß mit der neuen Auswertung der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre unabhängig von der Trübung und der Sonnenhöhe innerhalb einer Meßgenauigkeit von etwa 10% zuverlässig bestimmt werden kann.

Tabelle 37. *Verhältnis von w bei verschiedener Luftmasse zum Wert bei m = 1 (15 Strahlungstage, Potsdam 1936).*

$m =$	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,50	3,00	3,50	4,00
vormittags ...	1,00	0,97	0,96	0,96	0,94	0,93	0,91	0,90	0,90
nachmittags ..	1,00	1,00	1,03	1,07	1,11	1,16	1,22	1,28	1,28
Tagesmittel ..	1,00	0,99	0,99	1,01	1,02	1,04	1,06	1,09	1,09

5. Vergleich des Wasserdampfgehaltes w der Atmosphäre mit den Messungen des Dampfdruckes an Stationen in verschiedener Meereshöhe.

Der Gehalt an ausscheidbarem Wasserdampf w_D bzw. w_{DSJ} der Atmosphäre wird gemäß Hann [75] aus dem Dampfdruck Dd in Davos $w_D = 0{,}18 \cdot Dd$ bzw. aus den Dampfdrucken D, S, J von Davos, Säntis, Jungfraujoch $w_{DSJ} = 0{,}075 \cdot D + 0{,}080 \cdot S + 0{,}17 \cdot J$ bestimmt. Im Einzelfall weichen w_D und w_{DSJ} erheblich vom wahren Wert W des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre ab. Wir finden aus 212 Messungen im Jahre 1945 folgende Beziehung zwischen w_{DSJ} und w_D:

$$w_{DSJ} = (1{,}18 \pm 0{,}30) \cdot w_D. \tag{80}$$

Die mittlere Abweichung von w_D bzw. w_{DSJ} gegenüber W kann aber noch größer sein, da die beiden Größen w_D und w_{DSJ} in ihrer Berechnungsart eng miteinander gekoppelt sind.

In Abb. 20 sind im unteren Feld die Tagesmittel von w, w_D und w_{DSJ} aufgezeichnet. Wie zu erwarten ist, zeigen diese drei Werte des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre in groben Zügen einen parallelen Gang; doch sind einzelne Differenzen zwischen w und w_D bzw. w_{DSJ} beträchtlich; diese lassen sich aus den lokalen Unterschieden (Säntis 50 km, Jungfraujoch 150 km von Davos), der geringen Genauigkeit der Feuchtigkeitsmessung mit Hygrometern sowie Abweichungen der wirklichen Schichtung des Wasserdampfes gegenüber der normalen Verteilung erklären.

Da der Sättigungsdruck des Wasserdampfes ungefähr proportional dem Logarithmus der Temperatur ist, haben wir in der graphischen Darstellung $\log w$ als Maßstab für die Ordinate gewählt.

In Abb. 20 treten besonders die Kaltlufteinbrüche vom 4. und 29. April, 1. Juni und 5. Juli 1945 hervor. Die teilweise großen Differenzen zwischen

w, w_D, w_{DSJ} gerade an diesen Tagen sind wohl in der Labilität der Kaltluft begründet, die sich in Gebirgsgegenden lokal sehr verschieden auswirkt.

In der Bestimmung des Wasserdampfgehaltes aus den Strahlungsmessungen ist somit ein Mittel gewonnen, um die Besonderheiten der Wasserdampfverteilung in Gebirgsgegenden zu untersuchen.

6. Der Zusammenhang von Trübungskoeffizient B, Sicht V, Wasserdampfgehalt w und w_D mit den dynamischen Vorgängen in der Atmosphäre.

Die nachfolgenden Tabellen 38 bis 41 enthalten eine vorläufige, unvollständige Zusammenstellung der wichtigsten atmosphärischen Vorgänge, auf die aus den Werten B, V, w, w_D geschlossen werden kann. Im Gegensatz zur Luftmasse, bei der die übliche Definition der dynamischen Meteorologie gilt, bezeichnen wir mit Luftkörper den durch Einflüsse kleinerer Gebiete bestimmten Zustand der Atmosphäre in den unteren 2000 m der Luftmasse.

Tabelle 38. *Zusammenhang der zeitlichen Veränderungen der Sicht V und des Trübungskoeffizienten B mit den atmosphärischen Vorgängen.*

Sichtweite	Trübungskoeffizient B (vertikale Trübung)		
	zunehmend	konstant	abnehmend
zunehmend	a) Luftmassenwechsel b) vor Warmfront	a) aufsteigende Luft b) vor Warmfront	a) Luftmassenwechsel b) Dunstauflösung durch Erwärmung
konstant	a) obere Inversionsgrenze ansteigend b) vor Warmfront	stabil	obere Inversionsgrenze absinkend
abnehmend	Luftmassenwechsel	Luftkörperwechsel	Luftkörperwechsel

Tabelle 39. *Verhältnis zwischen Sicht V und Trübungskoeffizient B bei verschiedenen Wetterlagen.*

V größer als dem Wert von B entspricht	a) aufsteigende Luft b) hochreichende Inversion c) vor Warmfront
V entspricht dem Wert von B	normale Verhältnisse
V kleiner als dem Wert von B entspricht	a) Bodeninversion b) absinkende Luft in der Höhe

Tabelle 40. *Zusammenhang der zeitlichen Änderungen des Wasserdampfgehaltes w_D und w mit den atmosphärischen Vorgängen.*

Wasserdampfgehalt w_D	Wasserdampfgehalt w		
	zunehmend	konstant	abnehmend
zunehmend	a) Luftkörperwechsel b) Luftmassenwechsel	Absinken der oberen Inversionsgrenze	in der Höhe absinkende Luft und Absinken der oberen Inversionsgrenze
konstant	vor Warmfront	stabil	in der Höhe absinkende Luft und Absinken der oberen Inversionsgrenze
abnehmend	vor Warmfront mit absinkender Luft in den untern Schichten	Konvektion	a) absinkende Luft bis zum Boden b) Luftkörperwechsel c) Luftmassenwechsel

Tabelle 41. *Zusammenhang des Wasserdampfgehaltes w_D und w mit den atmosphärischen Vorgängen.*

$w_D > w$	in der Höhe absinkende Luft
$w_D = w$	normale Verteilung des Wasserdampfes
$w_D < w$	a) vor Gewitter oder bei starker Konvektion b) vor Warmfront

Als Beispiel führen wir den mittleren Tagesgang der Trübungsgrößen in Davos bei verschiedener Wetterlage an. Die Bestimmungen von α, B und w_P beruhen auf Messungen mit dem Pyrheliographen (Öffnungswinkel 2γ zirka 1,5°), die Bestimmungen von α', B' und w_M dagegen auf Messungen mit dem MICHELSON-Aktinometer Nr. 5100 (Öffnungswinkel $8° < 2\gamma < 20°$). Da bei geringer Trübung schon kleine Fehler in der Bestimmung der Konstanten F_r, F_g, c_b, c_Δ und c_r erhebliche systematische Fehler von α und w verursachen, so dürften die Mittelwerte aus beiden Messungen die zuverlässigsten Resultate sein. Da alle hier angeführten Beispiele nach der Meßserie von MÖRIKOFER [*60*] gemessen sind, ist die Streuung der Einzelwerte relativ groß.

Beispiel a. Wolkenlos oder nur Spuren von Fractocumulus. Zentrum eines Hochs oder Zwischenhochs (22. 3. 45; 7. 5. 45; 7. 9. 45).

Wie wir in Abb. 21a sehen, nehmen die Trübungskoeffizienten B und B' wie auch die Opaleszenz Op bis 10 h rasch und dann bis 16 h noch langsam ab, da sich der Dunst in den unteren Luftschichten durch Erwärmung auflöst oder die obere Grenze der Inversion absinkt (vgl.

Tabelle 38). Der Wasserdampfgehalt w_D, berechnet aus dem Dampfdruck an der Station, bleibt konstant, der Wasserdampfgehalt w_{DSJ}, berechnet aus dem Dampfdruck von Stationen in verschiedener Höhe, zeigt zirka 10 h ein Minimum und steigt dann bis abends schwach an. Der aus den Strahlungsmessungen berechnete Wasserdampfgehalt w_P und w_M zeigt mittags ein Minimum und steigt dann bis 16 h an, morgens und abends herrscht eine normale Wasserdampfverteilung: $w_D = w_{DSJ} = w_P$. Um Mittag sind w_P und w_M kleiner als w_D und w_{DSJ}, da scheinbar über dem Alpental die Luft absinkt (vgl. Tabelle 41).

Beispiel b. Heiteres Wetter mit leichter Konvektionsbewölkung (Hochdrucklage) (13. 5. 45; 30. 6. 45; 5. 7. 45; 22. 9. 45).

Wie wir in Abb. 21 b sehen, steigt der Trübungskoeffizient B von 8 bis 11 h an und nimmt abends von 15 bis 17 h wieder leicht ab. Wir schließen nach Tabelle 38, da vormittags gleichzeitig die Opaleszenz rasch abnimmt, auf ein Ansteigen der Inversion infolge der Erwärmung und Auflösung des Dunstes im Tal und auf Zufuhr von trüberer Luft mit dem Talwind; später löst sich der Dunst bei Erwärmung in den höheren Luftschichten auf, so daß der Trübungskoeffizient B trotz wachsender Zufuhr erwärmter Luft mit dem Talwind und leicht zunehmender Opaleszenz nachmittags nicht weiter wächst und nach 15 h sogar wieder kleiner wird.

Der aus dem Dampfdruck an der Station berechnete Wasserdampfgehalt w_D hat 10 bis 14 h ein Minimum; der Wasserdampfgehalt w_{DSJ} ist vormittags konstant und steigt dann rasch an; der aus der Strahlung berechnete Wasserdampfgehalt w_P endlich bleibt bis 14 h fast konstant und steigt dann ebenfalls stark an. Aus der Abnahme von w_D bei konstantem w_P am Vormittag schließen wir nach Tabelle 40 und 41, daß vorerst noch keine feuchte Luft aus dem Tiefland hergeführt wird, sondern daß die am besonnten Hang aufsteigende, erwärmte Luft vorwiegend durch über dem Tal absinkende Luft ersetzt wird. Nachmittags setzt dann die Zufuhr erwärmter, feuchter Luft, vor allem in der Höhe ein.

Beispiel c. Heiteres Wetter mit leichter Konvektionsbewölkung, gemäßigter, maritimer Luft, vor Luftmassenwechsel zu Tropikluft (12. 7. 35; 25. 7. 35; 8. 8. 35; 22. 8. 35). Abb. 21 c.

Die Trübungskoeffizienten B und B' zeigen um 10 h bzw. 12 h ein Minimum und abends ein Maximum. Die Abnahme am Vormittag läßt sich auf die Auflösung des Dunstes infolge der Erwärmung zurückführen (vgl. Tabelle 38). Die Zunahme am Nachmittag deutet auf einen Luftmassenwechsel (Eindringen trüber Luft in der Höhe) hin.

Der Wasserdampfgehalt w_D zeigt ein ausgeprägtes Minimum von 12 bis 14 h; die Wasserdampfgehalte w_{DSJ}, w_P und w_M sind vormittags im wesentlichen unveränderlich und nehmen nachmittags rasch zu. Nach den Tabellen 47 und 48 schließen wir, daß bis mittags die an den Hängen aufsteigende Luft durch absinkende Luft ersetzt wird, was sich aus der Abnahme von w_D bei konstantem w_P und w_M erkennen läßt. Daß dabei w_P und w_M größer sind als w_{DSJ}, deutet bereits auf ein Ein-

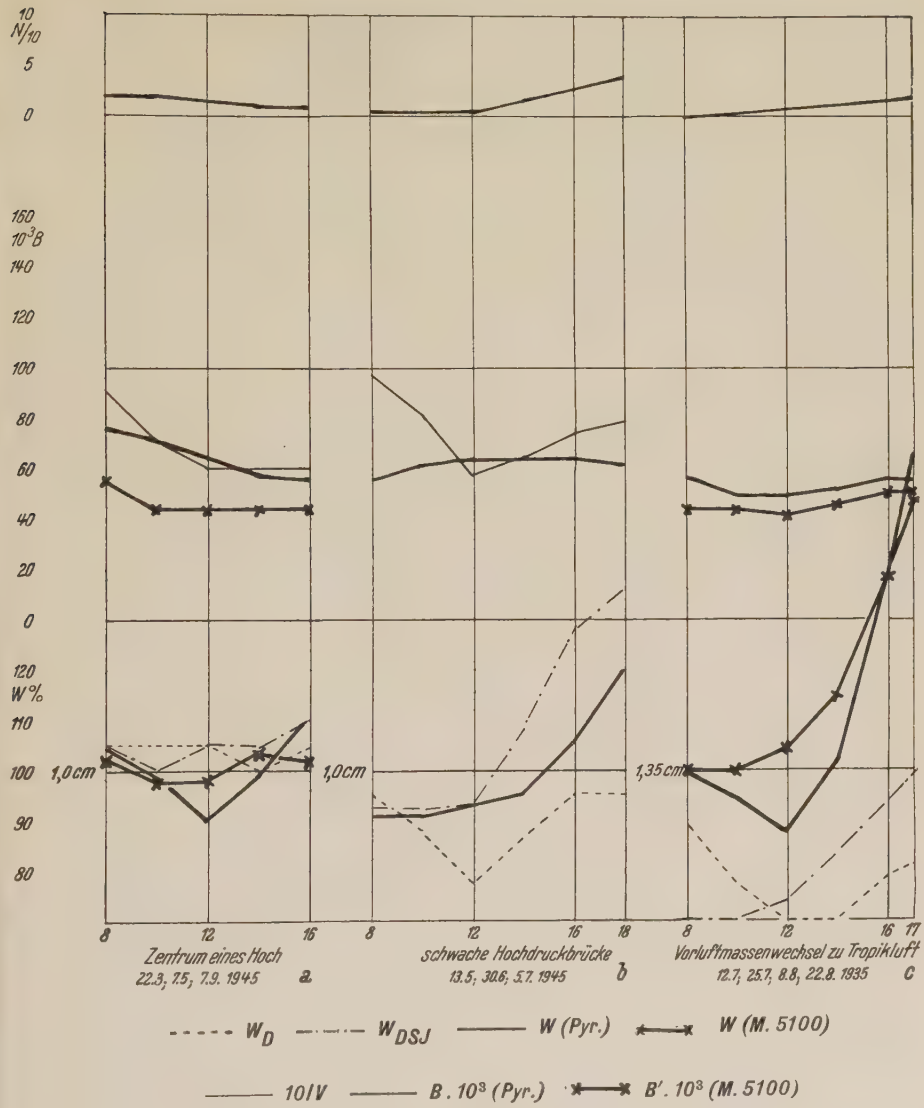


Abb. 21. Tagesgang der Komponenten der atmosphärischen Trübung in Davos bei verschiedener Wetterlage. V = Sicht in km; N = Bewölkung in Zehntel.

strömen feuchter Luft in der Höhe hin. Nachmittags ist w_M bzw. w_P größer als w_{DSJ}, während bei Konvektion w_P kleiner als w_{DSJ} gefunden wurde. Die Gipfelstationen zeigen eher einen schwächeren Tagesgang als an anderen Tagen mit Konvektionsbewölkung, während dieser gleichzeitig bei w_P und w_M verstärkt ist.

Wir fassen das Ergebnis der drei Beispiele in Tabelle 42 zusammen.

Tabelle 42. *Trübungskoeffizient und Wasserdampfgehalt bei verschiedener Wetterlage.*

	Keine Konvektionsbewölkung	Konvektionsbewölkung	
	Hochdrucklage	Hochdrucklage	vor Luftmassenwechsel
w_M, w_P	morgens $= w_{DSJ}$ und w_D mittags $< w_{DSJ}$ und w_D	$< w_{DSJ}$	$> w_{DSJ}$
w_D	abends $= w_M$ und w_P	$< w_{DSJ}$	vormittags $> w_{DSJ}$
B, B'	Minimum abends	Maximum mittags	Minimum mittags

Alle diese Unterschiede zwischen Beispiel b und c lassen darauf schließen, daß schon vor Einbruch der Tropikluft die gesamte Zirkulation über dem Tal durch Absinken in den mittleren Luftschichten und Zufuhr von feuchter Luft in der Höhe eine grundlegende Umgestaltung erfährt.

Da die Werte des Exponenten α bei geringer Trübung sich nur sehr unsicher bestimmen lassen, kann in Davos kein Tagesgang von α, der größer wäre als der mittlere Fehler von α, nachgewiesen werden.

7. Die Bedeutung der Trübungsgrößen α, B und w in der Klimatologie.

Mit Hilfe des Exponenten α bzw. α', des Trübungskoeffizienten B bzw. B' und des Wasserdampfgehaltes w läßt sich der Trübungszustand der wolkenfreien Atmosphäre unabhängig von Ort, Meereshöhe und Tageszeit eindeutig beschreiben.

Die Tabellen 43 bis 45 enthalten die Werte der Parameter α', B' und w, wie sie sich aus dem Davoser Beobachtungsmaterial mit dem Bimetallaktinometer Michelson Nr. 5100 1935/36 mit 3,0 mm-Filtern, 1945/46 mit 2,4 bzw. 1,5 mm-Filtern und mit Michelson-Aktinometer Nr. 12 1942/43 mit 3,0 mm-Filtern ergeben. Die Tabelle 46 enthält die Werte von α', B' und w, die aus den Messungen mit dem Michelson-Aktinometer in Potsdam 1936 mit 3,0 mm-Filtern gewonnen wurden, und die Tabelle 47 endlich enthält die Werte von α, B und w, wie sie in Davos aus den Registrierungen des Pyrheliographen 1935 mit 3,0 mm-Filtern und 1945 mit 2,4 bzw. 1,5 mm-Filtern ermittelt wurden. In einer im Druck befindlichen Arbeit [*83*] wird in gleicher Weise das Meßmaterial von Stockholm 1946, wie es mit dem Michelson-Aktinometer Nr. 535 mit 3,0 mm-Filtern bestimmt wurde, mitgeteilt.

Trägt man diese Werte graphisch auf, so lassen sich Jahresgang, Tagesgang und Luftmassenwechsel deutlich erkennen. In Abb. 20 und 21 auf S. 323 und 329 sind einige Beispiele aus dem Davoser Beobachtungsmaterial angeführt.

Die neue Auswertungsmethode ermöglicht es auch, Aufschluß über die Strahlungsintensität in jedem Wellenlängenbereich zwischen 0,35 μ

Tabelle 43. *Davos 20. 3. 35 bis 26. 5. 36.*

Michelson Nr. 5100. Eichfaktor 0,0247. OG 1 3,0 mm, F_g 0,884, c_b 0,986.
[Meßserie MÖRIKOFER (53).] RG 2 3,0 mm, F_r 0,876, c_Δ 0,995, c_r 0,960.

Datum, Zeit	m_h	m	w_D	w_{DSJ}	J_T	J_r	J_Δ	J_b	J_{bkl}	J_{rkl}	α'	α' Mittel	$B' \cdot 10^3$	w
	cal/cm² min													
26. 11. 35														
9^{34}	3,30	2,73	0,27	0,20	1,257	0,864	0,179	0,214	0,195	0,883	1,1	1,2	25	0,20
11^{46}	2,63	2,18	0,32	0,25	1,322	,884	,196	,242	,222	,904	1,7	1,2	27	0,22
14^{00}	3,39	2,81	0,29	0,27	1,275	,871	,180	,224	,206	,889	—,3	(1,2)	18	(0,24)
14^{52}	4,76	3,94	0,30	0,29	1,103	,808	,141	,154	,138	,824	—,6	(1,2)	23	(0,13)
7. 12. 35														
10^{22}	3,36	2,76	0,24	0,24	1,190	,828	,176	,186	,170	,844	3,0	1,6	33	0,31
11^{35}	2,86	2,34	0,25	0,24	1,281	,871	,181	,229	,212	,888	0,7	1,6	28	0,30
14^{00}	3,70	3,04	0,21	0,19	1,159	,822	,160	,177	,160	,839	1,2	1,6	34	0,26
12. 12. 35														
10^{03}	3,74	3,08	0,41	0,38	1,219	,841	,170	,208	,188	,859	— 1,0	(1,0)	20	(0,20)
21. 12. 35														
10^{23}	3,51	2,85	0,24	0,22	1,211	,869	,154	,188	,169	,888	0,2	(1,0)	37	(0,06)
11^{11}	3,06	2,49	0,24	0,22	1,292	,887	,172	,233	,213	,907	— 1	(1,0)	28	(0,11)
31. 12. 35														
10^{03}	3,77	3,11	0,58	0,70	1,224	,838	,181	,205	,191	,852	1,2	1,6	15	0,46
10^{41}	3,24	2,68	0,50	0,60	1,306	,871	,199	,236	,222	,885	2,2	1,6	12	0,44
18. 3. 36														
9^{00}	2,12	1,76	0,24	0,22	1,391	,910	,206	,275	,255	,930	2,2	1,6	26	0,29
10^{00}	1,72	1,43	0,21	0,24	1,474	,937	,224	,313	,291	,959	2,8	1,6	22	0,30
11^{00}	1,54	1,28	0,24	0,25	1,495	,946	,220	,329	,307	,968	0,5	1,6	25	0,27
14^{06}	1,75	1,45	0,25	0,30	1,457	,930	,207	,320	,299	,951	—,3	1,6	24	(0,30)
16^{00}	3,02	2,51	0,29	0,31	1,258	,846	,188	,224	,208	,862	2,7	1,6	22	0,41

Tabelle 44. *Davos 1. 1. 45 bis 5. 7. 46.*

Michelson Nr. 5100. Eichfaktor 0,0252. OG 1 2,4 mm, F_g 0,893, c_b 1,014.
Meist Meßserie (53), 1946 Serie (51a). RG 2 1,5 mm, F_r 0,891, c_Δ 1,047, c_r 0,953.

Datum, Zeit	m_h	m	w_D	w_{DSJ}	J_T	J_r	J_Δ	J_b	J_{bkl}	J_{rkl}	α'	α' Mittel	$B' \cdot 10^3$	w cm	V km
	cal/cm² min														
13. 7. 45															
6^{03}	3,53	2,95	1,35	1,50	1,073	0,709	0,174	0,190	0,184	0,715	2,5	2,5	17	1,70	120
6^{32}	2,76	2,30	1,35	1,50	1,166	,751	,185	,230	,221	,759	0,6	2,5	19	1,50	120
7^{03}	2,24	1,87	1,35	1,50	1,240	,772	,207	,261	,252	,781	3,0	2,5	16	1,70	150
8^{03}	1,68	1,40	1,50	1,60	1,340	,819	,228	,293	,282	,830	3,0	2,5	16	1,70	200
10^{03}	1,21	1,01	1,35	1,75	1,424	,851	,233	,340	,328	,863	3,0	2,5	19	1,60	200
16^{03}	1,72	1,44	0,85	2,00	1,303	,798	,213	,292	,281	,807	2,3	2,5	24	1,70	200
17^{03}	2,32	1,94	1,25	2,00	1,204	,762	,194	,248	,239	,771	2,0	2,5	23	1,75	200
18. 7. 45															
10^{03}	1,22	1,02	1,70	1,35	1,297	,793	,208	,296	,284	,805	1,3	1,7	63	1,80	65
16^{03}	1,74	1,46	1,20	1,30	1,212	,754	,199	,259	,250	,763	2,5	1,7	43	2,10	150
17^{03}	2,37	1,98	1,35	1,25	1,083	,702	,178	,203	,196	,709	1,5	1,7	55	1,80	120
19. 7. 45															
6^{03}	3,68	3,07	1,60	1,05	0,848	,608	,119	,121	,113	,616	1,2	1,2	65	1,00	50
8^{03}	1,70	1,42	1,55	1,20	1,233	,765	,198	,270	,258	,777	1,0	1,0	44	1,30	65
9^{03}	1,38	1,15	1,10	1,20	1,281	,790	,199	,292	,278	,804	0,4	0,8	57	1,00	100
10^{03}	1,22	1,02	1,10	1,45	1,316	,800	,207	,309	,295	,814	0,7	0,8	57	1,05	120
21. 7. 45															
9^{03}	1,40	1,18	1,60	1,20	1,279	,781	,206	,292	,280	,793	1,2	1,0	49	1,60	65
10^{03}	1,23	1,03	1,70	1,30	1,320	,797	,212	,311	,298	,810	1,0	1,0	53	1,45	120
11^{03}	1,14	0,96	1,60	1,30	1,355	,819	(,208	,328	,314)	,838	—	(1,0)	50	(1,25)	120
23. 7. 45															
16^{03}	1,76	1,48	0,70	1,25	1,315	,811	,208	,296	,282	,825	0,5	(0,5)	23	(0,80)	120
17^{03}	2,44	2,05	0,85	1,25	1,196	,759	,183	,254	,240	,773	0,0	(0,5)	24	(0,60)	150

25. 7. 45															
6^{33}	2,90	2,42	1,20	1,80	0,989	,668	,151	,170	,160	,678	1,3	1,3	55	0,85	200
7^{03}	2,36	1,97	1,25	1,80	1,055	,696	,163	,196	,185	,707	1,3	1,3	62	1,25	150
10^{03}	1,24	1,04	1,10	1,80	1,292	,796	,197	,299	,285	,810	0,1	1,0	66	1,20	120
3. 7. 46															
7^{06}	2,15	1,80	1,50	1,35	1,157	,740	,184	,233	,223	,750	1,7	1,6	43	1,55	70
7^{26}	1,94	1,62	1,45	1,30	1,204	,756	,193	,255	,245	,766	1,6	1,6	41	1,70	100
9^{30}	1,27	1,06	1,35	1,30	1,363	,818	,218	,327	,315	,830	1,3	1,6	33	1,75	120
11^{03}	1,11	0,93	1,10	1,25	1,403	,838	,222	,343	,331	,850	0,7	1,6	39	1,75	150
13^{00}	1,12	0,94	1,00	1,20	1,408	,838	,229	,341	,329	,850	1,9	1,6	28	2,00	175
14^{00}	1,20	1,00	1,20	1,30	1,360	,811	,227	,322	,311	,822	2,9	1,6	34	2,05	175
15^{05}	1,39	1,16	1,35	1,30	1,314	,799	,206	,309	,298	,810	0,3	1,6	42	1,70	175
17^{00}	2,23	1,86	1,60	1,30	1,121	,719	,181	,221	,213	,727	2,0	1,6	47	1,75	175
17^{30}	2,71	2,26	1,55	1,25	1,037	,688	,164	,185	,177	,696	2,0	1,6	50	1,55	175
4. 7. 46															
5^{39}	4,37	3,65	1,55	1,30	0,766	,565	,106	,095	,089	,571	1,2	1,5	61	1,20	50
6^{30}	2,71	2,27	1,60	1,30	1,021	,683	,157	,181	,173	,691	1,5	1,5	55	1,35	60
7^{00}	2,23	1,86	1,70	1,35	1,107	,717	,174	,216	,208	,725	1,5	1,5	54	1,75	70
8^{00}	1,66	1,39	1,70	1,35	1,255	,775	,202	,278	,268	,785	1,4	1,5	40	1,70	100
10^{00}	1,20	1,00	1,10	1,20	1,347	,811	,217	,319	,307	,823	1,4	1,5	46	1,70	125
11^{00}	1,12	0,94	1,00	1,20	1,383	,829	,221	,333	,320	,842	1,1	1,5	42	1,35	150
13^{04}	1,12	0,94	1,10	1,35	1,341	,811	,217	,313	,300	,824	2,0	1,5	56	1,60	150
13^{59}	1,20	1,00	1,05	1,45	1,307	,800	,205	,302	,290	,812	1,0	1,5	67	1,55	150
15^{00}	1,37	1,14	1,10	1,50	1,262	,778	,203	,281	,270	,789	1,7	1,5	64	1,70	150
17^{48}	3,14	2,62	1,25	1,60	0,893	,628	,126	,139	,131	,636	0,9	1,5	74	1,25	150
5. 7. 46															
5^{38}	4,44	3,70	1,35	1,60	0,814	,590	,113	,111	,104	,597	1,0	1,2	50	1,00	60
5^{46}	4,05	3,38	1,35	1,60	0,843	,607	,119	,117	,109	,615	1,3	1,2	55	0,85	60
7^{00}	2,23	1,86	1,35	1,70	1,046	,697	,156	,193	,182	,708	1,0	1,2	75	0,95	70
8^{01}	1,66	1,38	1,45	1,75	1,186	,748	,188	,250	,238	,760	1,5	1,2	65	1,35	100
12^{49}	1,11	0,93	1,50	1,60	1,300	,798	,205	,297	,284	,811	1,5	1,5	81	1,50	150
14^{24}	1,26	1,05	1,55	1,60	1,249	,772	,203	,274	,262	,784	2,2	1,5	77	1,85	150
15^{40}	1,55	1,29	1,60	1,55	1,156	,750	,185	,241	,230	,761	1,8	1,5	83	1,85	150
17^{41}	2,96	2,47	1,70	1,55	0,771	,566	,104	,101	,093	,574	1,5	1,5	82	1,10	150

Tabelle 45. *Davos 2. 10. 42 bis 20. 6. 43 und 1. bis 4. 4. 46.*
Michelson. Nr. 12. Eichfaktor 0,0248 $(1 + 0{,}00096 \cdot T_N)$; T_N = Skala der Temperaturschraube.
OG 1 3,0 mm, F_g 0,969, c_b 0,980. RG 2 3,0 mm, F_r 0,949, c_Δ 1,012, c_r 0,989.
Meßserie (53), 1946 (51a).

Datum, Zeit	m_h	m	w_D	w_{DSJ}	J_T	J_r	J_Δ	J_b	J_{bkl}	J_{rkl}	α'	α' Mittel	$B' \cdot 10^3$	w cm
	cal/cm² min													
12. 5. 43														
10^{03}	1,26	1,06	0,85	0,85	1,421	0,881	0,220	0,320	0,303	0,898	1,6	1,6	40	0,80
11^{03}	1,17	0,98	0,80	0,85	1,441	,896	,225	,320	,302	,914	2,5	1,6	44	0,65
12^{03}	1,14	0,96	0,85	0,95	1,442	,893	,226	,323	,305	,911	2,5	1,6	46	0,70
15^{03}	1,46	1,23	0,95	0,85	1,367	,867	,209	,291	,274	,884	1,4	1,6	46	0,70
17^{03}	2,58	2,17	0,95	0,60	1,184	,794	,170	,220	,209	,805	—,3	(1,6)	(37)	(0,90)
13. 5. 43														
14^{03}	1,27	1,07	0,52	0,80	1,455	,909	,227	,319	,300	,928	3,1	1,5	34	0,54
15^{03}	1,46	1,23	0,52	0,75	1,391	,887	,208	,296	,277	,906	1,4	1,5	45	0,53
16^{03}	1,82	1,54	0,60	0,75	1,320	,854	,199	,267	,252	,869	1,7	1,5	40	0,65
17^{03}	2,56	2,16	0,80	0,60	1,191	,799	,167	,225	,213	,811	—,5	(1,5)	(37)	(0,85)
14. 5. 43														
8^{03}	1,77	1,49	1,00	0,56	1,341	,865	,203	,273	,258	,880	1,6	2,0	36	0,70
9^{03}	1,44	1,22	0,85	0,56	1,403	,884	,214	,305	,289	,900	1,5	2,0	38	0,75
10^{03}	1,25	1,06	0,80	0,56	1,454	,901	,226	,327	,310	,918	2,2	2,0	31	0,80
11^{03}	1,16	0,98	0,80	0,60	1,483	,913	,238	,332	,315	,930	4,0	2,0	23	0,75
12^{03}	1,13	0,96	0,75	0,60	1,492	,924	,229	,339	,320	,943	2,0	2,0	34	0,60
17. 5. 43														
15^{03}	1,45	1,22	0,60	0,80	1,370	,873	,208	,289	,271	,891	1,7	1,5	50	0,56
16^{03}	1,79	1,50	0,70	0,85	1,278	,838	,187	,253	,237	,854	1,5	1,5	58	0,56
17^{03}	2,49	2,09	0,70	0,95	1,122	,763	,161	,198	,186	,775	1,1	1,5	56	0,90

18. 5. 43														
8^{03}	1,74	1,45	0,75	0,56	1,327	,856	,197	,274	,258	,872	1,0	1,3	43	0,55
9^{03}	1,41	1,18	0,75	0,56	1,410	,896	,213	,301	,282	,915	1,5	1,3	43	0,40
10^{03}	1,24	1,04	0,70	0,56	1,448	,903	,224	,321	,302	,922	2,2	1,3	36	0,56
11^{03}	1,15	0,96	0,60	0,56	1,476	,921	,221	,334	,314	,941	0,9	1,3	42	0,45
12^{03}	1,12	0,94	0,60	0,56	1,478	,919	,219	,340	,319	,940	0,5	1,3	42	0,46
15^{03}	1,44	1,20	0,75	0,60	1,375	,861	,210	,304	,287	,878	1,3	1,3	41	0,70
16^{03}	1,78	1,49	0,75	0,70	1,294	,832	,199	,263	,249	,846	1,7	1,3	42	0,85
17^{03}	2,48	2,07	0,80	0,75	1,169	,781	,171	,217	,205	,793	1,0	1,3	44	0,85
1. 4. 46														
12^{55}	1,39	1,16	0,60	0,70	1,123	,719	,165	,239	,220	,738	0,4	0,5	133	0,36
13^{35}	1,47	1,23	0,60	0,75	1,092	,708	,160	,224	,205	,727	0,6	0,5	136	0,37
14^{52}	1,79	1,50	0,70	0,80	0,908	,609	,128	,171	,154	,626	0,5	0,5	157	0,41
2. 4. 46														
7^{53}	2,59	2,17	0,75	0,60	0,707	,498	,087	,122	,107	,513	—,3	0,5	146	0,55
9^{03}	1,81	1,52	0,70	0,60	0,930	,635	,143	,168	,149	,654	1,5	0,5	148	0,30
11^{03}	1,37	1,15	0,60	0,60	1,137	,748	,175	,232	,213	,767	1,4	0,5	130	0,31
15^{03}	1,86	1,56	0,60	0,70	1,010	,661	,148	,201	,184	,678	0,5	0,5	113	0,70
16^{03}	2,53	2,12	0,60	0,70	0,826	,578	,106	,141	,126	,593	0,3	0,5	122	0,34
3. 4. 46														
7^{03}	3,92	3,29	0,70	0,70	0,779	,579	,099	,101	,089	,591	0,9	1,1	82	1,05
9^{03}	1,79	1,50	0,60	0,60	1,210	,804	,176	,230	,213	,821	1,4	1,1	82	0,51
11^{03}	1,38	1,16	0,50	0,59	1,354	,867	,200	,287	,268	,886	1,1	1,1	71	0,50
15^{03}	1,84	1,54	0,52	0,60	1,187	,784	,173	,230	,215	,799	1,1	1,1	75	0,75
16^{03}	2,49	2,09	0,54	0,70	1,030	,713	,146	,175	,162	,726	1,3	1,1	81	0,80
4. 4. 46														
8^{11}	2,27	1,91	0,50	0,60	1,206	,807	,179	,220	,207	,820	1,8	1,4	55	0,70
10^{10}	1,48	1,24	0,37	0,60	1,411	,903	,210	,298	,279	,922	1,4	1,4	51	0,46
15^{04}	1,83	1,54	0,32	0,75	1,283	,845	,187	,251	,231	,865	1,3	1,4	63	0,34

Tabelle 46. *Potsdam 1. 1. 36 bis 31. 12. 36.*
Michelson. Filter OG 1 3,0 mm, F_g (0,885), c_b 1,002.
RG 2 3,0 mm, F_r (0,877), c_Δ 0,976, c_r 1,019.

Datum, Zeit	$m_h = m$	J_T	J_r	J_Δ	J_b	J_{bkl}	J_{rkl}	α'	α' Mittel	$B' \cdot 10^3$	w cm	w_H	w_Δ	$w_H^{\pm}$	$\beta_H' 10^3$
	cal/cm² min														
2. 1. 36															
11^{47}	3,83	0,973	0,709	0,144	0,120	0,113	0,716	2,6	(2,6)	46	(1,30)	1,01	1,3	1,6	46
12. 1. 36															
12^{30}	3,66	1,032	,727	,159	,146	,139	,734	2,8	(2,8)	33	(1,40)	2,15	1,3	1,7	43
18. 1. 36															
10^{25}	3,98	0,916	,693	,135	,088	,081	,700	3,8	(3,0)	60	(1,30)	0,47	1,15	1,4	54
21. 1. 36															
12^{47}	3,35	1,077	,769	,179	,129	,120	,778	4,0	(3,0)	45	(1,05)	0,70	1,1	1,4	44
22. 1. 36															
10^{10}	4,01	0,956	,707	,126	,123	,108	,722	1,0	(1,0)	47	(0,30)	0,73	0,90	1,05	51
7. 7. 36															
6^{36}	2,52	0,921	,621	,146	,154	,148	,627	1,7	1,9	71	3,1	5,27	2,7	5,0	77
8^{31}	1,52	1,126	,714	,186	,226	,219	,721	2,2	1,9	74	3,1	5,93			99
13. 7. 36															
6^{53}	2,34	0,997	,684	,155	,158	,151	,691	2,5	2,5	75	2,15	1,54	2,2	2,3	81
7^{39}	1,86	1,106	,733	,175	,198	,190	,741	2,5	2,5	71	2,10	1,91			77
9^{28}	1,36	1,231	,781	,198	,252	,242	,791	2,7	2,6	66	2,25	2,34			88
16. 7. 36															
6^{50}	2,38	0,842	,605	,120	,117	,109	,613	1,7	(1,7)	125	(1,70)	1,31	2,3	2,2	117

17. 7. 36															
6^{25}	2,84	0,648	,502	,085	,061	,056	,507	2,4	2,3	180	3,2	0,47	2,5	2,85	135
7^{25}	2,01	0,832	,602	,120	,110	,104	,608	2,3	2,3	171	3,1	1,05		2,90	148
8^{18}	1,63	0,959	,663	,146	,150	,143	,670	2,4	2,4	164	2,9	1,42		2,60	149
9^{32}	1,34	1,113	,728	,175	,209	,201	,736	2,3	2,4	122	2,7	2,10		2,2	131
13^{00}	1,19	1,180	,752	,193	,235	,226	,761	2,7	2,5	103	3,2	2,82		1,9	128
14^{44}	1,38	1,136	,731	,185	,219	,211	,739	2,7	2,6	98	3,0	2,80		1,9	118
16^{44}	2,10	0,929	,639	,150	,140	,134	,645	3,0	2,7	112	3,1	2,18		2,7	111
17^{59}	3,41	0,673	,507	,096	,070	,066	,511	2,5	2,5	119	4,1	1,39		2,75	99
18. 7. 36															
6^{16}	2,82	0,812	,560	,129	,123	,119	,564	1,8	1,9	85	3,7	7,00	3,3	7,1	88
7^{15}	2,12	0,939	,621	,154	,164	,159	,626	2,2	1,9	87	3,9	7,23		6,9	99
9^{52}	1,29	1,158	,723	,188	,247	,239	,731	1,6	1,9	88	3,6	5,44		3,7	113
11^{30}	1,17	1,167	,724	,193	,250	,242	,732	2,2	2,0	99	4,3	4,71		3,2	126
12^{53}	1,18	1,120	,704	,190	,226	,219	,711	2,7	2,2	123	4,7	5,81		3,7	149
13^{54}	1,26	1,073	,680	,174	,219	,213	,686	1,8	2,0	128	4,7	5,85		3,7	156
16^{14}	1,83	0,928	,614	,151	,163	,159	,618	2,1	2,0	116	4,7	6,45		5,5	132
21. 7. 36															
6^{22}	2,95	0,758	,562	,107	,089	,084	,567	2,3	2,3	119	2,8	1,18	2,6	2,4	97
7^{15}	2,14	0,882	,623	,131	,128	,122	,629	2,0	2,3	130	2,85	1,49			118
8^{08}	1,70	0,982	,668	,154	,164	,157	,675	2,1	2,3	132	2,85	1,78			132
8^{52}	1,47	1,048	,697	,164	,187	,179	,705	2,5	2,3	129	3,05	2,12			137
10^{13}	1,25	1,129	,734	,181	,214	,205	,743	2,6	2,3	124	2,8	2,21			137
30. 7. 36															
11^{59}	1,20	1,257	,777	,207	,273	,263	,787	2,5	(2,5)	62	(2,75)	4,15	2,6	2,3	98
31. 7. 36															
6^{12}	3,53	0,860	,613	,129	,118	,113	,618	1,9	2,0	56	2,1	2,69	2,15	2,2	53
7^{01}	2,48	1,005	,681	,157	,167	,160	,688	2,0	2,0	60	2,00	2,44			62
9^{10}	1,47	1,232	,781	,201	,250	,238	,793	2,7	2,0	61	1,85	2,68			75
11^{00}	1,23	1,249	,795	,192	,262	,250	,807	1,3	2,0	77	1,95	1,99			96
13^{31}	1,27	1,255	,789	,207	,259	,248	,800	3,0	2,4	74	2,00	2,69			90
14^{30}	1,47	1,201	,773	,187	,241	,232	,782	2,1	2,3	69	2,15	1,76			87

Tabelle 47. *Davos 16. 3. 45 bis 22. 9. 45.*

Pyrheliograph. Eichfaktor 0,104 cal/cm²min pro cm Ausschlag.

Meßserie $T—R—G—T$ (große Trägheit der Thermosäule).

Filter OG 1 2,4 mm, F_g 0,912, c_{η} 0,953.

RG 2 1,5 mm, F_r 0,914, c_{Δ} 1,030, c_r 0,942.

Datum, Zeit	m_h	m	w_D	w_{DSJ}	J_T	J_r	J_{Δ}	J_b	J_{bkl}	J_{rkl}	α'	α' Mittel	$B' \cdot 10^3$	w cm	V km
	cal/cm²min														
16. 3. 45															
13^{03}	1,57	1,31	0,50	0,75	1,318	0,837	0,198	0,283	0,261	0,859	0,7	0,7	63	0,34	200
15^{03}	2,20	1,84	,55	,80	1,177	,772	,177	,228	,209	,791	1,0	0,7	59	,36	200
16^{03}	3,20	2,67	,57	,85	0,989	,690	,140	,159	,143	,706	0,4	0,7	64	,20	200
22. 3. 45															
9^{03}	2,01	1,69	,75	,60	1,152	,772	,168	,212	,196	,788	1,4	1,4	85	,60	90
10^{03}	1,65	1,39	,70	,55	1,252	,816	,187	,249	,233	,832	1,3	1,4	80	,60	120
11^{03}	1,49	1,25	,70	,55	1,320	,846	,200	,274	,257	,863	1,4	1,4	72	,59	150
14^{03}	1,68	1,41	,60	,55	1,313	,848	,200	,265	,249	,864	1,7	1,4	60	,55	200
15^{03}	2,06	1,73	,60	,55	1,243	,819	,187	,237	,221	,835	1,6	1,4	55	,52	200
23. 3. 45															
9^{03}	1,99	1,67	,60	,50	1,226	,816	,179	,231	,210	,837	1,2	1,2	69	,29	150
13^{03}	1 49	1,25	,55	,60	1,356	,878	,205	,282	,260	,900	1,6	1,2	64	,31	120
16^{03}	2,86	2,40	,60	,60	1,055	,747	,140	,168	,150	,765	0,7	1,2	70	,27	120
24. 3. 45															
9^{03}	1,97	1,65	,60	,50	1,218	,819	,174	,225	,207	,837	1,3	1,7	80	,40	150
12^{03}	1,42	1,19	,40	,60	1,356	,876	,201	,279	,259	,896	1,6	1,7	74	,40	120
15^{03}	2,02	1,69	,60	,75	1,159	,789	,170	,200	,183	,806	2,0	1,7	87	,50	70
16^{03}	2,82	2,36	,60	,70	0,991	,710	,138	,143	,130	,723	1,8	1,7	87	,65	90

13. 7. 45															
7^{03}	2,24	1,87	1,40	0,95	1,200	,761	,194	,245	,235	,771	1,9	2,2	30	1,60	150
10^{03}	1,21	1,01	1,35	1,10	1,400	,850	,226	,324	,311	,863	2,6	2,2	33	1,30	200
16^{03}	1,72	1,44	0,85	1,30	1,282	,795	,209	,278	,267	,806	2,2	2,2	33	1,55	200
17^{03}	2,32	1,94	1,25	1,60	1,181	,758	,187	,238	,229	,767	1,5	2,2	34	1,50	200
14. 7. 45															
7^{03}	2,25	1,88	1,55	1,35	1,139	,728	,186	,225	,217	,736	2,0	2,4	42	1,95	120
12^{03}	1,10	0,92	1,10	1,70	1,414	,850	,229	,335	,321	,864	2,5	2,4	32	1,45	200
17^{03}	2,34	1,95	1,55	2,20	1,180	,754	,196	,230	,222	,762	2,8	2,4	30	1,70	150
15. 7. 45															
12^{03}	1,10	0,92	1,25	1,45	1,331	,803	,214	,314	,300	,817	1,3	0,9	64	1,20	120
16^{03}	1,72	1,44	1,30	1,35	1,100	(,686	,166	,248	,237	,697)	—	—	(76)	—	120
17^{03}	2,35	1,96	1,45	1,45	0,911	,591	,141	,179	,171	,599	0,5	0,8	85	1,80	120
17. 7. 45															
12^{03}	1,11	0,93	1,75	1,60	1,368	,829	,214	,325	,309	,845	0,5	1,1	56	1,10	250
16^{03}	1,75	1,47	1,80	1,80	1,161	,736	,189	,236	,224	,748	2,0	1,1	63	1,30	150
17^{03}	2,36	1,98	1,95	1,85	1,007	,668	,151	,188	,177	,679	0,8	1,1	73	1,15	150
19. 7. 45															
7^{03}	2,30	1,92	1,70	1,10	1,051	,687	,169	,195	,187	,695	1,9	1,6	63	1,85	65
9^{03}	1,38	1,15	1,10	1,20	1,257	,789	,196	,272	,260	,801	1,4	1,6	72	1,30	100
10^{03}	1,22	1,02	1,25	1,35	1,292	,795	,208	,289	,276	,808	1,9	1,6	68	1,50	120
21. 7. 45															
9^{03}	1,40	1,18	1,75	1,20	1,233	,762	,199	,272	,261	,773	1,5	1,2	68	1,75	65
10^{03}	1,23	1,03	1,80	1,25	1,287	,783	,207	,297	,285	,795	1,4	1,2	65	1,70	120
11^{03}	1,14	0,96	1,75	1,35	1,339	,803	,215	,321	,309	,815	0,7	1,2	50	1,80	120
23. 7. 45															
15^{03}	1,43	1,20	0,75	1,10	1,335	(,810	,209	,316	,300	,836)	—	—	(35)	—	150
16^{03}	1,76	1,48	0,75	1,10	1,293	,803	,204	,286	,272	,817	0,7	0,8	32	0,70	120
17^{03}	2,44	2,05	1,00	1,20	1,167	,744	,185	,238	,226	,756	1,0	0,8	30	0,85	150

und 2,0 μ zu erhalten, indem man aus den Tabellen 27 bis 31 die zum Druck b_H, der Luftmasse m bzw. m_h und den Parametern α, B und w gehörigen Intensitäten entnimmt (dabei sind in den Tabellen 12, 29, 30, 31 die

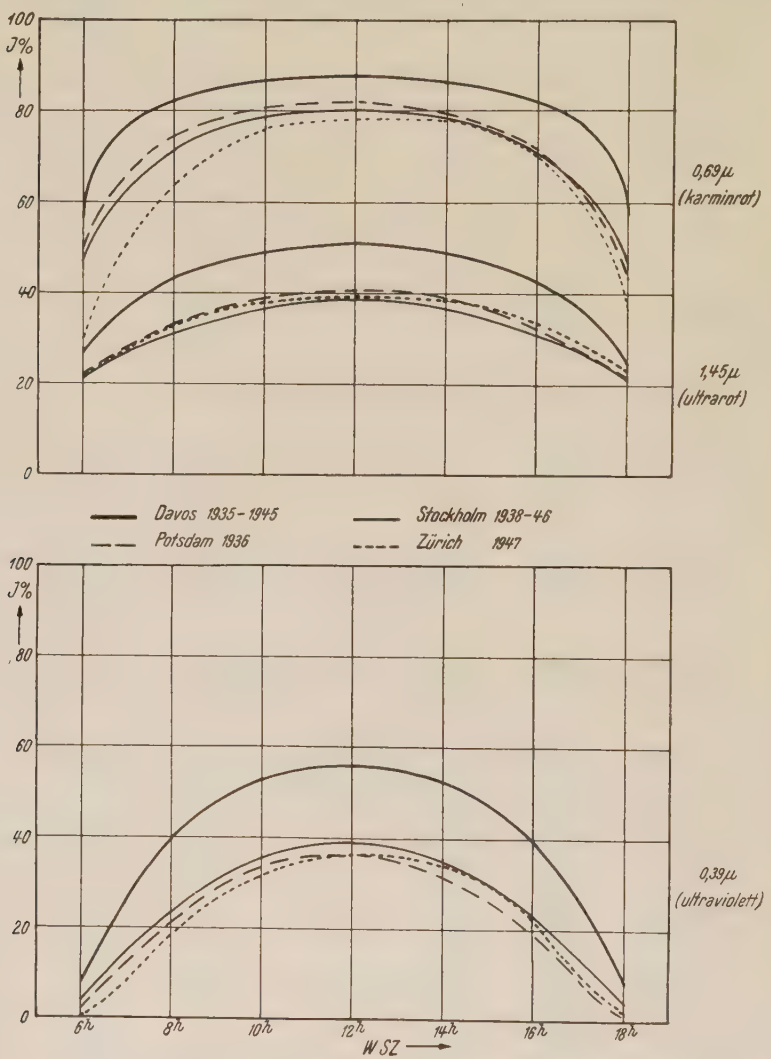


Abb. 22. Tagesgang der Intensität der Sonnenstrahlung am 15. August für die Wellenlängen 0,39, 0,69 und 1,45 μ in Prozent des extraterrestrischen Wertes.

unteren, der Tabelle 32 entsprechenden Angaben von w zu benützen) und noch die Ozonabsorption und die Reduktion auf die wahre Sonnenentfernung berücksichtigt. Da sich der Exponent α meist nicht sehr

genau bestimmen läßt, darf man dabei den Einzelwerten kein zu großes Gewicht beilegen.

Als Beispiel hiezu führen wir in Abb. 22 den mittleren Tagesgang der Strahlung am 15. August in Davos, Potsdam, Zürich und Stockholm an, wie er sich aus den Bestimmungen von α', B' und w des Jahres 1936 für Potsdam, 1945 für Davos, 1947 für Zürich und 1938 bis 1946 für Stockholm berechnen läßt.

Tabelle 48. *Tagesgang der Trübungsgrößen und der Luftmasse m bzw. m_h.*

Zeit WSZ	Stockholm			Potsdam			Davos				Zürich			
	$10^3 . B'$	m	w	$10^3 . B'$	m	w	$10^3 . B'$	m	m_h	w	$10^3 . B'$	m	m_h	w
6^{00}	80	4,76	2,4	84	5,08	2,45	44	4,44	5,35	1,25	142	5,16	5,35	2,20
7^{00}	80	2,94	2,4	85	2,88	2,45	44	2,36	2,85	1,25	140	2,75	2,85	2,25
8^{00}	80	2,18	2,4	86	2,05	2,45	45	1,59	1,92	1,25	138	1,85	1,92	2,30
10^{00}	80	1,56	2,4	90	1,41	2,45	46	1,10	1,33	1,15	132	1,28	1,33	2,30
12^{00}	80	1,41	2,4	97	1,28	2,45	49	0,99	1,19	1,05	127	1,15	1,19	2,30
14^{00}	80	1,56	2,4	102	1,41	2,45	47	1,10	1,33	1,15	112	1,28	1,33	2,30
16^{00}	80	2,18	2,4	106	2,05	2,45	45	1,59	1,92	1,25	107	1,85	1,92	2,20
17^{00}	80	2,94	2,4	108	2,88	2,45	44	2,36	2,85	1,35	110	2,75	2,85	2,00
18^{00}	80	4,76	2,4	110	5,08	2,45	44	4,44	5,35	1,45	112	5,16	5,35	2,05

Die Werte von α betragen: Stockholm 1,6; Potsdam 2,3; Davos 1,5; Zürich 1,8.

Wir führen hier die Berechnung nur für die drei Teilbereiche 0,38 bis 0,40 μ, 0,68 bis 0,70 μ und 1,40 bis 1,50 μ aus. Wie wir in Abb. 22 sehen, wo die Strahlungsintensität in Prozent des extraterrestrischen Wertes aufgetragen ist, verhält sich die Strahlung in diesen Bereichen außerordentlich verschieden. Davos hat in allen drei Bereichen die größte Strahlungsintensität, da sowohl m als auch B' und w kleiner sind als bei den anderen Stationen. Potsdam und Stockholm haben bei 0,69 μ im Mittel die gleiche Strahlungsintensität, vormittags sind die Potsdamer Werte und nachmittags die Stockholmer Werte größer. Bei 0,39 μ zeigt Stockholm trotz des tieferen Sonnenstandes wesentlich höhere Werte als Potsdam; bei 1,45 μ dagegen liegen die Potsdamer Werte durchwegs etwas höher als die Stockholmer. Obwohl Zürich viel weiter südlich liegt und deshalb von 7 bis 17 h eine wesentlich größere Sonnenhöhe hat als Stockholm und Potsdam (mittags Zürich 57°, Stockholm 45°) und sich in 450 m/M Höhe befindet, zeigt es vormittags die geringste Strahlungsintensität im sichtbaren und ultravioletten Bereich, während die Nachmittagswerte ungefähr mit jenen von Potsdam übereinstimmen. Es ist dies eine Folge der von N nach S zunehmenden Werte des Trübungskoeffizienten.

8. Die Bestimmung der Größenordnung und der Anzahl der trübenden Partikel.

An Hand der Angaben in Tabelle 35 läßt sich die mittlere Teilchengröße ϱ und die Größenordnung der Teilchenzahl abschätzen. Da die

zwei auf verschiedene Weise bestimmten Beziehungen zwischen α und ϱ nur bei $2{,}0 < \alpha < 2{,}5$ ungefähr miteinander übereinstimmen, lassen sich vorläufig nur qualitative Schlüsse auf ϱ ziehen; dies gilt noch in erhöhtem Maße für N.

Für solche Untersuchungen, die von besonderem Interesse bei der Erforschung des Kondensationsvorganges sind, empfiehlt sich im allgemeinen der Gebrauch von Thermosäulen, deren Empfindlichkeit in einem großen Bereich variiert werden kann, mit geeigneten Filterkombinationen (vgl. JOHNSON and OLSSON [*84*] und SCHÜEPP [*85*]), da vor allem N sehr stark von α abhängt.

Doch führen wir hier ein Beispiel an, das zeigt, daß schon Messungen mit Michelson-Aktinometern zu brauchbaren Resultaten führen.

In Stockholm ließ sich am 3. Oktober 1946 ein starker Tagesgang von α und B' bei nahezu konstantem Wert von w feststellen. Morgens war die Sicht durch starken, feuchten Rauchdunst auf 1,5 bis 3 km vermindert; nahe der Dunstobergrenze bildeten sich zeitweise kleine Wolken, darüber scheint die Atmosphäre praktisch trübungsfrei gewesen zu sein. Die Sonnenumgebung war anfangs sehr hell weißlich bis gelblich. Im Laufe des Tages löste sich der Dunst auf, die Sicht nahm auf 150 km zu und die Sonnenumgebung wurde hellblau bis blau.

Dieser Tagesgang der Trübung ist wohl vor allem auf eine Veränderung der Größen der Kondensationskerne, die im Stadtgebiet wohl vorwiegend aus feuchten Rauchpartikeln bestehen, zurückzuführen.

Wir entnehmen aus Tabelle 35 die Teilchengröße ϱ und die Extinktionskoeffizienten k der Einzelteilchen und berechnen aus k und B' die Teilchenzahl N. So erhalten wir die Werte in Tabelle 49.

Tabelle 49. *Teilchengröße ϱ und Teilchenzahl N pro cm² berechnet nach* MIE *und* V. D. BORNE *aus den Beobachtungen vom 3. 10. 1946 in Stockholm.*

Zeit	α	Teilchengröße μ		B'	Teilchenzahl		Sicht km	w cm	Sonnenumgebung
		MIE	V. D. BORNE		MIE	V. D. BORNE			
8^{20}— 8^{40}	1,5	0,30	0,50	0,070	$2{,}2 \cdot 10^9$	$1{,}2 \cdot 10^{10}$	2	1,10	weißlich
8^{40}— 9^{00}	1,5	0,30	0,50	0,130	4,2	2,2	2	1,10	gelblich
10^{30}—11^{30}	1,8	0,26	0,35	0,080	4,0	5,0	90	1,30	hellblau
12^{45}—13^{30}	1,9	0,24	0,30	0,025	1,7	2,8	140	1,30	blau
14^{30}—15^{30}	2,4	0,18	0,15	0,022	4,6	44,0	100	1,35	blau

Wir sehen, daß, selbst als die Sichtweite nur noch 2 km betrug, die Partikel eine mittlere Größe von nur 0,3 μ bzw. 0,5 μ hatten, während KÖHLER [*86*] für Nebel eine Tröpfchengröße von 3 bis 25 μ bestimmt hat. Im Laufe des Tages verminderte sich der Radius auf 0,18 μ bzw. 0,15 μ, also auf den 1,6. Teil nach MIE bzw. den 3,3. Teil nach V. D. BORNE. Berechnen wir die Teilchenzahl nach MIE, so finden wir, daß ihre Größenordnung konstant geblieben ist; berechnen wir N nach V. D. BORNE, so ist die Teilchenzahl bis 14 h von gleicher Größenordnung geblieben,

nimmt dann aber sprunghaft um eine Zehnerpotenz zu; doch ist der letzte α-Wert eventuell zu groß, da sich α bei sehr kleiner Trübung nur ungenau bestimmen läßt. Wir können daher aus dieser Beobachtungsreihe noch nicht entscheiden, welche der beiden in Tabelle 35 mitgeteilten Beziehungen der Wirklichkeit besser entsprechen.

9. Bestimmung der Solarkonstanten.

Es hat sich im Verlaufe unserer Untersuchung verschiedentlich gezeigt, daß unsere Kenntnis über die Solarkonstante und die Verteilung der Sonnenintensität über die verschiedenen Wellenlängenbereiche noch sehr unsicher sind.

Gerade in diesem Punkt können parallel zu den Registrierungen des Spektrobolographen ausgeführte Messungen der Strahlungsintensität in verschiedenen Wellenlängenbereichen, wie sie mit Aktinometern unter Verwendung von geeigneten Filtern gewonnen werden können, weiterführen.

Bilden wir die Summe der auf $m = 0$ extrapolierten Werte J_{b0}', $J_{\Delta 0}'$, J_{r0}' (ohne Berücksichtigung der Korrektionsfaktoren c_b, c_Δ, c_r, die die Messungen auf den konventionellen Wert der Solarkonstanten reduzieren sollen), so erhalten wir folgende Werte für die Solarkonstante:

Station und Instrument	Potsdam	Stockholm	Davos M. 12	Davos M. 5100	Davos M. 5100	Davos Pyrheliograph
Filterdicke	3,0/3,0 mm				2,4/1,5 mm	
cal/cm² min	1,936	1,994	1,959[1]	1,995	1,974	2,028[1] (2,000)

Wir erhalten also für Davos und Stockholm, wo die Messungen der Ångström-Pyrheliometer mit + 3,5% auf die Smithsonian-Skala reduziert worden sind, einen Wert von zirka 1,99 cal/cm²min für die Solarkonstante und für Potsdam zirka 1,94 cal/cm²min. Beträgt also die Solarkonstante 1,94 cal/cm²min, so finden wir in Übereinstimmung mit Feussner [7], daß Ångström-Pyrheliometer + 1,5% den bisher besten Wert für die Strahlungsintensität liefert.

Nehmen wir aber an, daß wenigstens für kleine Wasserdampfwerte die Fowleschen Absorptionskoeffizienten stimmen, so würden die Werte der Solarkonstanten für alle Instrumente noch um 2% höher liegen, und würde man endlich noch für Davos das Silverdisk-Pyrheliometer SI. 50 (mit Eichung der Smithsonian Institution) als Basis verwenden (vgl. Tabelle 1), so würden die Werte nochmals um 1 bis 2% erhöht, die Solarkonstante also 2,01 bis 2,08 cal/cm²min betragen.

[1] Der Eichfaktor von Michelson Nr. 12 ist unsicher; der Eichfaktor des Pyrheliographen ist wegen der kleinen Öffnung des Instrumentes (1,5°) bei der Eichung mit Michelson-Aktinometern systematisch verfälscht (vgl. Kap. IV, d, 1); berücksichtigen wir dies, so ergibt sich der Wert in Klammern.

Auch für die Verteilung der Strahlungsintensität auf die einzelnen Strahlungsbereiche gibt uns die Bestimmung der Korrektionsfaktoren (Tabelle 21) neue Aufschlüsse. Es hat sich gezeigt (vgl. Tabelle 21), daß bei allen bisher untersuchten Aktinometern die im Bereich J_A gemessene Strahlung um zirka 5% geringer ist, als man nach den Angaben der Smithsonian Institution 1913 [*10*], 1922 [*21*], 1934 [*22*] erwarten müßte. Anderseits sind (mit Ausnahme des Potsdamer Aktinometers) die im Bereich J_r gemessenen Werte zirka 5% größer, als man nach den Angaben der Smithsonian Institution erwarten sollte. Diese Abweichungen sind wesentlich größer, als wir auf Grund der in Tabelle 20 erwähnten Fehlerquellen erwarten konnten, da der Fehler des Absolutwertes der Solarkonstanten auf beide Bereiche im gleichen Sinne wirkt und deshalb die beobachteten Fehler nicht erklären kann, während der Fehler der Filterkonstanten sich im Mittel über mehrere Instrumente ausgleicht. Es bleibt daher nach Tab. 20 als maximal möglicher Fehler für J_A nur noch $\pm$ 5,5% und für J_r $\pm$ 3,0% übrig.

Wir müssen daraus schließen, daß der Fehler, den die unvollkommene Schwärzung verursacht, entweder bei den hier benützten Aktinometern (dann könnten die extraterrestrischen Werte richtig sein) oder bei den zur Bestimmung der Solarkonstanten benützten Bolographen und Absolutpyrheliometern (dann könnten die Aktinometermessungen richtig sein) wesentlich größer ist, als bisher angenommen wurde.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Dr. W. Mörikofer, dem Vorsteher des Observatoriums Davos, der mir seine reichen Erfahrungen auf dem Gebiete der Strahlungsklimatologie zur Verfügung stellte, meinem Kollegen Herrn Dr. P. Courvoisier, der mich bei der Abfassung der mathematischen Kapitel dieser Arbeit beriet, sowie auch Herrn Direktor Prof. Dr. J. Lugeon von der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt für ihr wohlwollendes Interesse und ihre Unterstützung meinen besten Dank auszusprechen.

Literaturverzeichnis.

1. Ångström, A.: Geografiska Annaler S. 156 (1929).
2. Abbot, C. G.: Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Inst. **3**, 134 (1913); **4**, 192 (1922); **6**, 43 (1942).
3. Abbot, C. G. und L. B. Aldrich: Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Inst. **6**, 29 (1942).
4. — — Smithsonian Misc. Coll. **87**, Nr. 15 (1932).
5. — — Smithsonian Misc. Coll. **92**, Nr. 13 (1934).
6. Moon, P.: Franklin Inst. **230**, Nr. 5 (1940).
7. Feussner, K.: Meteorol. Z. **1936**, 361.
8. Mörikofer, W.: Protokolle der internationalen Strahlungskommission Oxford 1936, 49 (1937).
9. Ångström, A.: Meteorol. Z. **1914**, 369.
10. Abbot, C. G.: Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Inst. **3**, 72 (1913).

11. Marten, W.: Preuß. Meteorol. Inst. **267**, S. XI (1913).
12. Stenz, Ed.: Bull. mét. Inst. Central Mét. à Varsovie **65** (1923).
13. Ångström, A.: Report of the Int. Met. committee at Utrecht **74** (1923).
14. Marten, W.: Preuß. Meteorol. Inst. **380**, 153 (1931).
15. Mörikofer, W.: Protokolle der internationalen Strahlungskommission Frankfurt 1932, 43 (1933).
16. Abbot, C. G.: Nature **143** (1939); Smithsonian Inst. **3620**, 705 (1939).
17. Waldmeier, M.: Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung (1940).
18. Linke, F.: Handbuch der Geophysik **VIII**, 329 (1942).
19. — Meteorologisches Taschenbuch **IV**, Tab. 109 (1939).
20. Mulders, G. F. W.: Nijemwegen „De Gelderlander"; Meteorologisches Taschenbuch **IV**, Tab. 110 (1934).
21. Abbot, C. G., E. E. Fowle and L. B. Aldrich: Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Inst. **5**, 107 (1932).
22. Abbot, C. G.: Smithsonian Misc. Coll. **88**, 614 (1934).
23. Strutt, J. W. (Lord Rayleigh): Scientific papers **I**, Nr. 9, 10, 74 (1881).
24. Mie, G.: Ann. Phys. **25**, 377 (1908).
25. Cabannes, J.: Thèse, Paris (1921).
26. Götz, F. W. P.: Meteorol. Z. **1940**, 414.
27. Stratton und Houghton: Zit. Handbuch d. Geophys. **VIII** und Meteorol. Taschenbuch **IV**, Tab. 114b (1931).
28. Götz, F. W. P.: Sitzungsber. der Strahlungskommission in Oxford; zit. Meteorol. Taschenbuch **IV**, Tab. 114a (1936).
29. Lundholm, E.: Dissertation. Uppsala 1912.
30. Borne, H. v. d.: Gerlands Beitr. Geophys. **38**, 265 (1933).
31. Linke, F. und H. v. d. Borne: Gerlands Beitr. Geophys. **37**, 49 (1932).
32. Abbot, C. G.: Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Inst. **4** (1922).
33. Blumer, H.: Z. Physik **39**, H. 2/3, 195 (1926).
34. Langley, S. P.: Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Inst. **1**, 206 (1900).
35. Ny Tsi-Ze und Choong shin-Piaw: C. R. **195**, 309 (1932); **196**, 918 (1933).
36. Vassy, E.: Thèse, Paris (1937).
37. Déjardin, G.: Cah. de Physique **16** (1943).
38. Tournaire-Vassy, A.: C. R. **204**, 1413 (1937).
39. Götz, F. W. P.: Briefliche Mitteilung (1944).
40. — Ergebn. kosm. Physik **III**, 253 (1938).
41. — Vjschr. naturforsch. Ges. Zürich **89**, 250 (1944).
42. Schaefer und Philipps: Z. Physik **36**, 641 (1926).
43. Abbot, C. G.: Smithsonian Met. Tables 5th edition 239 (1931).
44. Fowle, F. E.: Astrophysic. J. **35**, 149 (1912).
45. — Smithsonian Misc. Coll. **68**, Nr. 8 (1917).
46. Herzing, F.: Gerlands Beitr. Geophys. **49**, 71 (1937).
47. Schnaidt, F.: Gerlands Beitr. Geophys. **54**, 203 (1939).
48. Bahr, E. v.: Ann. Phys. **29**, 780 (1909).
49. — Ann. Phys. **33**, 585 (1910).
50. — Ber. dtsch. physik. Ges. **15**, 673 (1913).
51. Paschen, F.: Ann. Physik u. Chemie **51**, 51 (1894).
52. Möller, F.: Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre **20**, 220 (1932).
53. Fowle, F. E.: Astrophysic. J. **42**, 409 (1915).
54. Hoelper, O.: Dtsch. meteorol. Jahrb. Aachen 1933.
55. Kimball, H. H.: Month. W. Rev. **55**, 155 (1927).

56. Bemporad, A.: Rom „L'assorbimente selettivo dell'atmosfera terrestre". 1905.
57. Linke, F.: Meteorol. Taschenbuch **IV**, Tab. 107 (1939).
58. Schnaidt, F.: Meteorol. Z. **1938**, 296.
59. Albrecht, F.: Kleinschmidts Handbuch der meteorologischen Instr mente 126 (1935).
60. Mörikofer, W.: Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden, Abt. Teil **3**, 4034 (1939).
61. Coblentz, W. W.: Publ. Carneg. Inst. **65**.
62. Royds, T.: Physik. Z. **11**, 316 (1910).
63. Rubens und Hoffmann: Zit. Landolt u. Börnstein **2**, 323.
64. Haschè: Ann. Phys. **5**, Folge 8, 400 (1931).
65. Féry, M. C.: C. R. **148**, 777 (1909).
66. Kerkhof, P.: Ann. Phys. **31**, 315 (1938).
67. Ångström, A.: Gerlands Beitr. Geophys. **37**, 175 (1931).
68. — Gerlands Beitr. Geophys. **21**, 145 (1929).
69. Feussner, K.: Meteorol. Z. **1932**, 242.
70. Büttner, K. und E. Sutter: Gerlands Beitr. Geophys. **37**, 175 (1932).
71. Kämpfert, W.: Gerlands Beitr. Geophys. **23**, 206 (1929).
72. Lütge: Glastechn. Berater **10**, 374 (1932).
73. Marten, W.: Gerlands Beitr. Geophys. **32**, 69 (1931).
74. Hoelper, O.: Reichsamt f. Wetterdienst Wiss. Abh. **5**, Nr. 10 (1939).
75. Hann, J.: Meteorol. Z. **19**, 228 (1884); Lehrbuch d. Meteorologie 225 (1901).
76. Linke, F.: Beitr. z. Phys. d. fr. Atmosphäre 91 (1921).
77. Schneider A.: Gerlands Beitr. Geophys. **51**, 69 (1937).
78. Feussner, K. und P. Dubois: Gerlands Beitr. Geophys. **27**, 132 (1930).
79. Lauscher, F.: Meteorol. Z. **1931**, 212.
80. Ångström, A.: Geografiska Annaler 130 (1930).
81. Failletaz, R.: Mem. de l'office nat. mét. de France. Paris 1937.
82. Bergeron, T.: Geofysiske Publ. **V**, Nr. 6 (1928).
83. Schüepp, W.: Actinometric measurements near Stockholm. Im Druck.
84. Johnson, N. G. and H. Olsson: Statens Met.-Hyd. Anstalt Nr. 47. Stockholm 1944.
85. Schüepp, W.: Im Druck.
86. Köhler, H.: Meddelanden från statens Met.-Hyd. Anstalt **2**, Nr. 5 (1925).
87. Tryselius, O.: Statens Met.-Hyd. Anstalt Meddelanden Nr. 7 (1936).

Printed in Austria

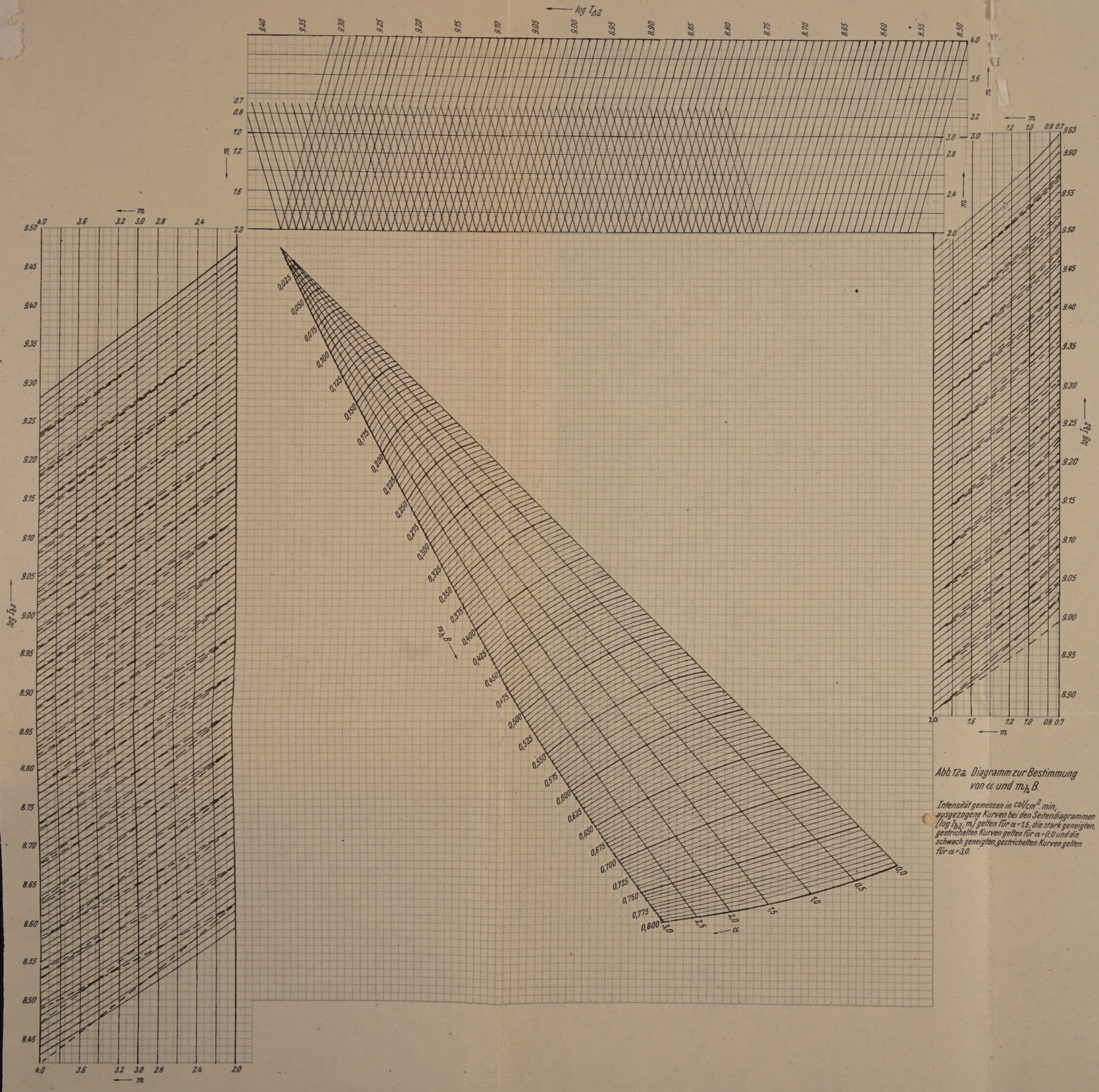


Abb. 12a. Diagramm zur Bestimmung von α und $m_h B$.

Intensität gemessen in cal/cm². min, ausgezogene Kurven bei den Seitendiagrammen [log I_{b2}, m] gelten für α = 1,5, die stark geneigten, gestrichelten Kurven gelten für α = 0,0 und die schwach geneigten, gestrichelten Kurven gelten für α = 3,0.

Abb. 13a. Korrektion der Werte von Δ log I_T als Funktion von $m_h B$ (für α ≠ 0)

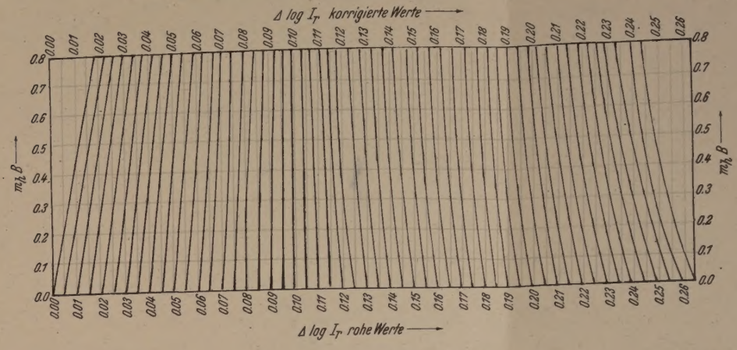
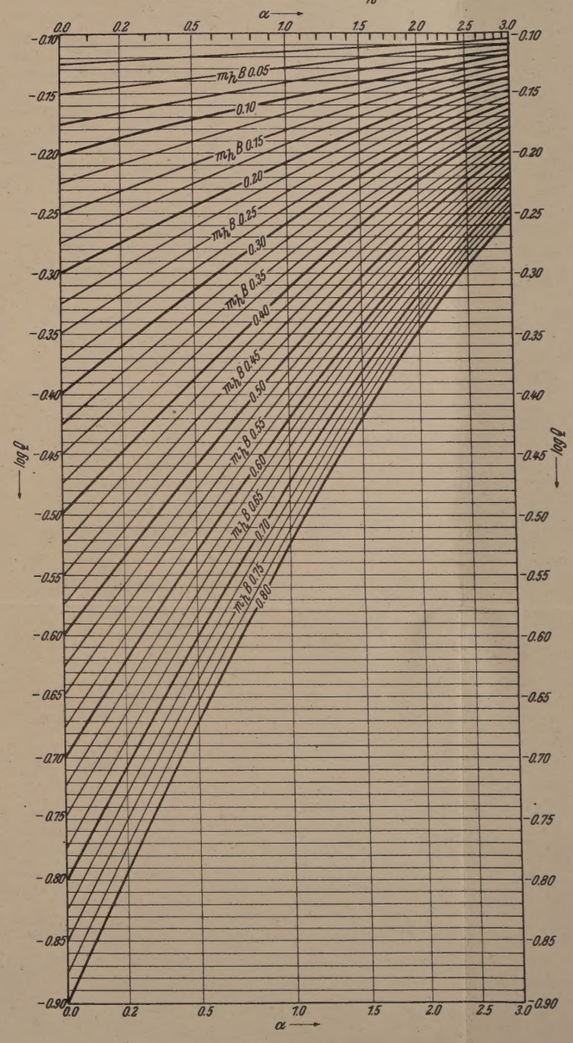


Abb. 13. Diagramm zur Bestimmung von log Q aus Gleichung 84a mit Hilfe der Parameter α und $m_h B$



Springer-Verlag in Wien.

Druck: Globus II, Wien VI.